

FACULTE POLYTECHNIQUE DE MONS



ACADÉMIE
UNIVERSITAIRE
WALLONIE-
BRUXELLES

Thèse de Doctorat

*Thèse présentée à la Faculté Polytechnique de Mons
pour l'obtention du grade de*

Docteur en Sciences de l'Ingénieur

soutenue par

David WATTIAUX

Simulation des niveaux vibratoires générés par les chocs pyrotechniques en vue de prédire les dysfonctionnements électriques des équipements embarqués

Composition du jury :

<i>Président :</i>	Prof. Enrico FILIPPI	- Faculté Polytechnique de Mons (FPMs)
<i>Secrétaire :</i>	Prof. Serge BOUCHER	- Faculté Polytechnique de Mons (FPMs)
<i>Promoteur :</i>	Prof. Olivier VERLINDEN	- Faculté Polytechnique de Mons (FPMs)
<i>Membres :</i>	Prof. Yvan BAUDOIN	- Ecole Royale Militaire (ERM)
	Prof. Jean-Claude GOLINVAL	- Université de Liège (ULg)
	Prof. André PREUMONT	- Université Libre de Bruxelles (ULB)
	Dr. Bertrand BRÉVART	- Thales Alenia Space (France)

Juillet 2009

Thèse préparée dans le service de Mécanique Rationnelle, Dynamique et Vibrations

*à la mémoire de mon père, Armand Wattiaux, décédé à la suite d'un accident de planeur
11 février 1957 – 17 avril 2002*

Remerciements

Ce travail est le fruit d'un long parcours et sans l'aide précieuse de plusieurs personnes, il n'aurait sans doute pas pu être mené jusqu'à son terme.

Mes premiers remerciements vont tout naturellement au Professeur Calogero Conti, recteur de la Faculté Polytechnique de Mons et promoteur initial de cette thèse, pour m'avoir accueilli chaleureusement au sein du service de Mécanique Rationnelle Dynamique et Vibrations. Je tiens essentiellement à le remercier pour la confiance qu'il m'a accordée en m'attribuant ce travail passionnant qui m'a permis de me spécialiser dans un domaine qui m'était, en tant que physicien, très peu connu : les vibrations mécaniques.

Je tiens également à exprimer mes plus vifs remerciements au Professeur Olivier Verlinden pour avoir accepté de reprendre la direction de ce travail. Je le remercie tout particulièrement pour sa très grande disponibilité, ses critiques constructives et également pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ces années.

Que Monsieur Serge Boucher, actuel chef de service et prorecteur de la Faculté Polytechnique de Mons, trouve également ici l'expression de ma profonde sympathie pour ses conseils avisés et sa relecture attentive de ce document.

Mes remerciements s'adressent tout naturellement aussi aux membres du service de Mécanique Rationnelle. Ces années passées au sein de ce service resteront gravées dans ma mémoire. J'espère retrouver dans ma carrière professionnelle future une ambiance de travail aussi conviviale.

Un tout grand merci à Véronique pour sa relecture partielle de ce travail mais surtout pour les nombreuses figures qu'elle a eu la gentillesse de me dessiner. Incontestablement, c'est elle qui dessine les plus beaux ressorts !

Un énorme merci également à Alexandre pour avoir accepté de relire ce document dans son intégralité et de l'avoir fait d'une manière aussi consciencieuse.

Cher Georges, cher Quentin, cher Cédric je vous remercie chaleureusement pour ces années d'amitiés. Merci pour ces quelques belles soirées extraprofessionnelles sans oublier les mémorables parties de ping-pong.

Je souhaite également remercier Messieurs Christophe De Fruytier et Franco Dell'Orco, membres du service d'Industrialisation & Production Mécanique de l'entreprise Thales Alenia

Space ETCA, pour leur assistance efficace prêtée lors des diverses campagnes expérimentales que ce travail a nécessitées.

Par ailleurs, je tiens également à remercier les membres de mon Jury de thèse pour leur intérêt dans ce travail et pour avoir accepté de l'évaluer.

Enfin je souhaite exprimer toute ma profonde reconnaissance à ma famille et à mes amis pour leur soutien et leurs encouragements. Un gigantesque merci à Sylvie à qui je dois en grande partie l'accomplissement de ce travail. Je la remercie tout particulièrement pour avoir été aussi conciliante et patiente durant ces derniers mois qui ont été assez difficiles à gérer de par la rédaction de cette thèse mais aussi par les préparatifs de notre mariage.

Je tiens finalement à remercier mon défunt père, Armand Wattiaux, pour m'avoir toujours laissé choisir librement l'orientation de mes études.

Résumé

Les équipements électroniques utilisés dans les applications spatiales sont soumis à des environnements sévères de type choc pyrotechnique (séparations d'étages, déploiement de panneaux solaires,...) caractérisés par des Spectres de Réponse au Choc (SRC) dont la reproduction en laboratoire ne peut pas toujours être assurée de manière convenable à l'aide d'excitateurs électrodynamiques ou de machines à choc classiques. Depuis plusieurs années, l'objectif poursuivi par l'entreprise Thales Alenia Space ETCA est de mettre en oeuvre des dispositifs de test spécifiquement dédiés à la reproduction de ce type d'environnement. Les paramètres du dispositif de test influencent la forme et l'amplitude des SRC et doivent être identifiés empiriquement de telle manière à satisfaire les spécifications relatives à ce type d'environnement.

Cette thèse de doctorat se propose d'élaborer, en renfort de l'approche expérimentale, un modèle numérique permettant de simuler les niveaux vibratoires générés par les chocs pyrotechniques. Raisonnablement moins chère, la modélisation permet de simuler les réponses vibratoires du système, d'étudier l'influence des divers paramètres opérationnels du dispositif de test pyrotechnique et de modifier ainsi les conditions réelles d'essai de manière à rencontrer plus rapidement les spécifications imposées par le cahier des charges de l'équipement à tester. Une telle modélisation nécessite de disposer, d'une part, d'un modèle dynamique précis du dispositif de test pyrotechnique sur lequel est appliquée l'explosion et, d'autre part, d'une description mathématique cohérente des sources d'excitation. La principale difficulté réside naturellement dans l'identification des sources d'excitation car celles-ci ne sont pas directement accessibles à la mesure de par la nature explosive du phénomène. Par conséquent, les sources d'excitation doivent donc être identifiées indirectement à partir de méthodes d'identification exploitant les réponses vibratoires expérimentales.

En pratique, les niveaux vibratoires occasionnés par les chocs pyrotechniques peuvent très souvent être reproduits en laboratoire au départ de dispositifs plus conventionnels tels que des impacts au vérin. Ces observations expérimentales nous ont motivé, dans un premier temps, à simuler les niveaux vibratoires générés par un choc pyrotechnique en remplaçant l'excitation réelle par un Choc Mécanique Équivalent (CME) de profil triangulaire pour lequel l'amplitude et la durée sont ajustées par une méthode d'optimisation aux moindres carrés de telle manière à reproduire un champ d'accélération équivalent à celui relevé expérimentalement lors de l'explosion. Les équivalences entre les champs d'accélération simulés et mesurés se font sur base de la comparaison entre les SRC.

Bien que reposant sur l'hypothèse d'une force d'excitation ponctuelle agissant de manière unidirectionnelle, et donc s'écartant de la réalité physique, ce Choc Mécanique Équivalent

(CME) permet de reproduire les niveaux vibratoires avec une précision supérieure aux tolérances généralement admises pour les spécifications d'équipements électroniques. Par ailleurs, la définition du CME reste stable lorsqu'on passe à des configurations plus complexes du dispositif de test pyrotechnique telles que des structures double plaque. Cette stabilité conforte notre approche du CME pour simuler les niveaux vibratoires provoqués par un choc pyrotechnique.

Les résultats encourageants du CME nous ont conduit à explorer des méthodes d'identification plus sophistiquées reposant également sur l'hypothèse d'une force d'excitation ponctuelle et unidirectionnelle. Dans le cadre de ce travail, nous avons considéré deux méthodes d'identification se basant sur la théorie de la déconvolution. La première méthode s'applique dans le domaine fréquentiel et consiste à construire à l'aide de la théorie de Wiener un filtre numérique linéaire permettant d'obtenir la meilleure estimation de la force d'excitation. La seconde méthode s'applique dans le domaine temporel et consiste à décomposer la force d'excitation inconnue en une somme pondérée d'ondelettes et d'établir la correspondance entre les coefficients d'ondelettes discrets de la force d'excitation et ceux de la réponse transitoire mesurée. Dans le contexte de l'identification de chocs mécaniques, la méthode de décomposition en ondelettes est plus adaptée que la méthode fréquentielle car celle-ci s'applique en théorie principalement à des processus stationnaires. En outre, la méthode temporelle permet une meilleure représentation de la propagation des ondes dans la structure.

L'application de ces deux méthodes à l'identification d'impacts au marteau donne des résultats convenables malgré une grande sensibilité aux erreurs de mesures. Dans le contexte de chocs pyrotechniques, ces deux méthodes sont cependant inaptes à identifier de manière acceptable une force d'excitation ponctuelle équivalente. Les niveaux vibratoires simulés à partir des profils de force identifiés sont systématiquement sous-estimés, en particulier pour la méthode de Wiener qui conduit à des écarts fréquentiels importants entre les SRC mesurés et simulés. La méthode de décomposition en ondelettes conduit, quant à elle, à des résultats plus convaincants que la méthode fréquentielle mais reste néanmoins moins précise que l'approche du CME.

Nous avons montré au travers de cette thèse de doctorat qu'une description des sources d'excitation pyrotechniques par un Choc Mécanique Equivalent (CME) ponctuel et unidirectionnel, localisé au centre de la charge explosive, permet de simuler les niveaux vibratoires expérimentaux avec une précision supérieure aux tolérances généralement admises pour les spécifications des équipements électroniques. L'outil numérique que nous avons développé dans le cadre de cette thèse de doctorat peut donc être exploité par l'entreprise Thales Alenia Space ETCA à l'estimation des paramètres opérationnels optimaux du dispositif de test pyrotechnique.

Parallèlement à l'identification des sources d'excitation pyrotechniques, ce travail de recherche s'est également intéressé à l'analyse de la sensibilité aux vibrations et aux chocs de relais électromécaniques. Nous avons mis au point une méthodologie dans le but de prédire les niveaux de chocs à partir desquels des dysfonctionnements électriques apparaissent. Nous avons appliqué et validé cette méthodologie au cas d'étude de deux relais : le relais monostable PED, utilisé dans des applications industrielles simples, et le relais bistable GP250, employé dans les boîtiers de commande du lanceur Ariane 5.

Dans notre approche, le comportement dynamique de la partie mobile du relais a été décrit par une poutre encastree-libre. La résultante des forces de contact agissant à l'extrémité libre de cette poutre a été modélisée par un ressort linéaire dont la raideur a été estimée à l'aide de la théorie du contact de Hertz et recalée plus finement à partir des propriétés modales de la partie amovible du relais en configuration fermée. Les effets dissipatifs ont également été pris en compte par l'introduction d'un amortissement proportionnel dont les paramètres de Rayleigh ont été recalés à partir de l'identification du degré d'amortissement réduit des deux premiers modes propres du relais.

La force magnétique s'exerçant sur le relais pour le maintenir en position fermée a été simulée en utilisant une approche basée sur la théorie des circuits magnétiques. Les prédictions numériques de la force magnétique ont été comparées pour différentes valeurs de la tension d'alimentation de la bobine à celles obtenues à partir d'un modèle éléments finis bidimensionnel de la partie magnétique du relais. Les deux approches numériques fournissent des résultats comparables et cohérents avec le relais expérimental de cette force magnétique.

L'interaction entre les phénomènes mécaniques et magnétiques a été prise en compte dans notre modèle en adoptant une procédure itérative basée sur des hypothèses de couplage électromagnétique faible. La méthodologie a été appliquée au relais PED et a été validée en comparant, pour des excitations harmoniques s'étalant de 2 kHz à 8 kHz, les niveaux d'accélération minimaux conduisant à une perte de contact du relais à ceux estimés expérimentalement. Par ailleurs, pour des chocs de type demi-sinus, nos prédictions numériques sont cohérentes avec les spécifications renseignées dans la datasheet du relais PED.

Nous avons ensuite appliqué cette méthodologie au cas du relais GP250 et nous avons montré, aussi bien pour des chocs mécaniques (chocs au vérin pneumatique, chocs demi-sinus) que pour des chocs pyrotechniques, que les prédictions numériques du niveau de choc limite coïncident avec les ordres de grandeur mesurés expérimentalement.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte et objectifs du travail	1
1.2	Organisation de la thèse de doctorat	6
2	Caractérisation de l’environnement « chocs pyrotechniques » – Notion du Spectre de Réponse au Choc (SRC)	9
2.1	Généralités sur les chocs pyrotechniques	9
2.2	Spectre de Réponse au Choc	10
2.2.1	Définition et principe	10
2.2.2	Formulation mathématique du SRC	11
2.2.3	Définition des différents types de Spectre de Réponse au Choc	13
2.2.4	Propriétés des SRC	14
2.2.4.1	Principales zones du Spectre de Réponse au Choc	14
2.2.4.2	Amortissement	16
2.2.4.3	Comparaison du SRC avec la transformée de Fourier	16
2.2.4.4	Limitations du Spectre de Réponse au Choc	16
2.2.4.5	Influence de la dérive de zéro dans le calcul du SRC	17
2.3	Exemples de spécifications d’équipements spatiaux	21
2.4	Conclusions	22
3	Description des dispositifs de test pyrotechniques utilisés chez Thales	23
3.1	Description des dispositifs de test pyrotechniques utilisés Chez Thales	23
3.1.1	Dispositifs pyrotechniques	23
3.1.2	Dispositifs d’excitation	26
3.2	Données expérimentales de référence	28
3.2.1	Description des essais pyrotechniques	28
3.2.2	Description des principaux résultats expérimentaux obtenus	32
3.3	Conclusions	34
4	Modélisation d’un dispositif de test simple plaque par une approche aux éléments finis	35
4.1	Introduction	35
4.2	Aperçu des modèles basses et hautes fréquences	36
4.3	Modèle éléments finis du dispositif simple plaque	38
4.3.1	Description du modèle éléments finis	38
4.3.2	Validation dans le domaine modal	41

4.3.2.1	Identification des caractéristiques modales à partir du relevé expérimental des fonctions de réponse en fréquence de la plaque	41
4.3.2.2	Outils de comparaison dans le domaine modal	43
4.3.2.3	Résultats	44
4.3.3	Validation dans le domaine temporel	48
4.3.3.1	Définition d'indicateurs statistiques de correspondance entre SRC	48
4.3.3.2	Résultats des simulations numériques	50
4.4	Conclusions	52
5	Prédiction des niveaux vibratoires générés par des chocs pyrotechniques en utilisant une approche par Choc Mécanique Équivalent (CME)	59
5.1	Principe et définition du Choc Mécanique Équivalent (CME)	59
5.2	Identification du CME unidimensionnel	63
5.3	Simulation des niveaux vibratoires dans le plan de la plaque	70
5.4	Choc Mécanique Équivalent tridimensionnel	72
5.4.1	Définition du Choc Mécanique Équivalent tridimensionnel	72
5.4.2	Identification du Choc Mécanique Équivalent tridimensionnel	73
5.5	Etude de l'influence des cubes utilisés pour mesurer les accélérations dans le plan	79
5.5.1	Description des essais expérimentaux	80
5.5.2	Modélisation des cubes	83
5.5.3	Résultats numériques	84
5.5.3.1	Impacts au marteau	84
5.5.3.2	Chocs pyrotechniques	85
5.6	Application du CME à d'autres configurations du dispositif de test pyrotechnique	87
5.7	Exploitation du modèle du CME	89
5.8	Conclusions	92
6	Application de méthodes inverses pour l'identification de chocs pyrotechniques	95
6.1	Introduction	95
6.2	Aperçu des méthodes d'identification dans les domaines temporel et fréquentiel	96
6.2.1	Méthodes inverses	96
6.2.2	Excitation surfacique par profils de pression	98
6.3	Méthodes d'identification par déconvolution numérique	100
6.3.1	Définition du problème	100
6.3.2	Méthode de Wiener	101
6.3.3	Méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes	102
6.4	Application à un système théorique – le système à 3 degrés de liberté	106
6.4.1	Description du système	106
6.4.2	Identification par la méthode de Wiener	108

6.4.3	Identification la méthode par décomposition en ondelettes	109
6.5	Application à des systèmes de référence expérimentaux	110
6.5.1	Poutre encastree-libre	110
6.5.1.1	Identification des forces d'excitation par la méthode de Wiener	113
6.5.1.2	Identification des forces d'excitation par la méthode de décomposition en ondelettes	117
6.5.2	Plaque suspendue verticalement à une structure tubulaire	118
6.5.2.1	Identification des forces d'excitation par la méthode de Wiener	121
6.5.2.2	Identification des forces d'excitation par la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes	126
6.6	Application à l'identification de chocs pyrotechniques	130
6.6.1	Dispositif pyrotechnique de référence	130
6.6.2	Identification des forces d'excitation par la méthode de Wiener	130
6.6.3	Identification des forces d'excitation par la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes	135
6.6.3.1	Influence de la durée τ de l'ondelette analysante $\phi(t)$ sur l'identification des forces d'origine pyrotechnique	135
6.6.3.2	Identification des chocs pyrotechniques pour différents niveaux d'excitation	135
6.6.3.3	Comparaison entre le CME unidimensionnel et la force identifiée par la méthode de décomposition en ondelettes	141
6.7	Conclusions	144
7	Modélisation du comportement dynamique de relais électromécaniques	147
7.1	Introduction et objectifs	148
7.1.1	Introduction	148
7.1.2	Objectifs	150
7.2	Description des PED-PXC-1203 et GP250	152
7.2.1	Relais PED-PXC-1203	152
7.2.2	Relais GP250	153
7.3	Formalisme mathématique et interaction entre les phénomènes mécaniques et électromagnétiques	157
7.4	Modélisation du comportement dynamique de la partie mobile du relais	160
7.4.1	Description du modèle et condition d'ouverture	160
7.4.2	Interprétation physique à partir d'un système à 1 degré de liberté	163
7.5	Application au relais PED	165
7.5.1	Calcul de la force électromagnétique	165
7.5.1.1	Introduction	165
7.5.1.2	Approche par circuit magnétique équivalent	166

7.5.1.3	Approche par la méthode aux éléments finis	171
7.5.1.4	Analyse paramétrique	172
7.5.1.5	Validation des deux modèles numériques	173
7.5.2	Estimation de la raideur de contact – Théorie du contact de Hertz	174
7.5.3	Identification expérimentale des paramètres du modèle mécanique sur base de la mesure de la transmissibilité du système	176
7.5.4	Résultats expérimentaux et validation du modèle du relais	179
7.5.5	Analyse de la résistance aux chocs	181
7.5.5.1	Spécifications selon la norme CEI 255-21-2	181
7.5.5.2	Résultats	182
7.6	Application au relais GP250	184
7.6.1	Tests vibratoires réalisés sur le relais GP250	184
7.6.1.1	Description du dispositif de test	184
7.6.1.2	Description de l’installation électrique	187
7.6.1.3	Résultats expérimentaux	191
7.6.2	Validation du modèle mécanique sur base des modes propres internes du relais GP250	195
7.6.3	Tenue aux chocs et aux vibrations – Simulations numériques	196
7.6.3.1	Introduction	196
7.6.3.2	Approche statique	197
7.6.3.3	Approche dynamique	197
7.7	Conclusions	200
8	Conclusions et perspectives	205
	Bibliographie	217
	Liste des publications	221
A	Méthodes d’identification des forces d’excitation dans le domaine fréquentiel	
	– La méthode de régularisation	233
A.1	Position du problème	233
A.2	Méthode en coordonnées principales	234
A.3	Méthode de régularisation	235
A.4	Méthode LC	236
B	Modèle éléments finis des dispositifs double plaque et validation dans le do- maine modal	239
B.1	Modélisation des dispositifs pyrotechniques en configuration double plaque	239
B.1.1	Description du modèle éléments finis du dispositif de test pyrotechnique sans maquette d’équipement électronique	239

B.1.2	Description du modèle éléments finis du dispositif d'essais avec une maquette simulant un équipement électronique	242
B.2	Tests de caractérisation modale	242
B.2.1	Introduction	242
B.2.2	Analyse modale du moyen d'essai en configuration double plaque sans équipement	244
B.2.3	Analyse modale du moyen d'essais en configuration double plaque avec maquette d'un équipement électronique	247
B.3	Validation modale	249
C	Datasheets des capteurs utilisés	253
C.1	Capteur accélérométrique ISOTRON 7255A-01	253
C.2	Capteur accélérométrique DYTRAN 3100B	259
C.3	Capteur accélérométrique Brüel & Kjær 4393	263
C.4	Capteur de force DYTRAN 5850B	269
C.5	Capteur de force DYTRAN 1061V2	275
D	Datasheets des relais électromécaniques	281
D.1	Relais monostable PED PXC-1203	281
D.2	Relais bistable GP250	289

Introduction

Sommaire

1.1	Contexte et objectifs du travail	1
1.2	Organisation de la thèse de doctorat	6

1.1 Contexte et objectifs du travail

De nos jours, les dispositifs pyrotechniques sont utilisés dans des domaines très diversifiés. Citons par exemple le domaine automobile où ils sont utilisés dans des équipements de sécurité passive comme les Airbags. On retrouve également les dispositifs pyrotechniques dans des domaines plus ludiques tels que celui des feux d'artifice. En effet, les artificiers utilisent les effets pyrotechniques, obtenus par la combustion, la déflagration ou la détonation de mélanges chimiques, pour obtenir les effets visuels et audibles souhaités.

A l'heure actuelle, et ce depuis plusieurs années, l'industrie du spatial utilise de nombreux systèmes pyrotechniques, tels que les valves pyrotechniques (Figure 1.1) ou encore les cordons détonants (Figure 1.2), afin d'assurer diverses fonctions en vol comme la séparation d'éléments structuraux (séparation des étages du lanceur, séparation lanceur-satellites,...), l'activation de sous-systèmes (valves de propulsion,...) ou encore le déverrouillage de mécanismes (déploiement de panneaux solaires, d'antennes,...) [FIL99]. L'onde de choc générée par la mise à feu de ces dispositifs pyrotechniques génère à l'intérieur de la navette spatiale des vibrations sévères caractérisées par des niveaux accélérométriques élevés pouvant parfois atteindre plusieurs dizaines de milliers de g .

Jusque dans le début des années soixante, les effets de ces vibrations sur le matériel embarqué ont été négligés croyant que, malgré leur grande amplitude, leur durée, de l'ordre de 0.1 ms, était beaucoup trop courte pour pouvoir provoquer des dysfonctionnements des équipements électroniques. Cependant, le 30 juin 1971, lors de la rentrée dans l'atmosphère de la capsule Soyuz 11, les membres de l'équipage trouvèrent soudainement la mort suite à une brutale dépressurisation de la cabine dont la pression tomba en quelques secondes de 760 mm de mercure à 7 mm de mercure. Après enquête, il s'est avéré que c'est l'explosion d'un boulon pyrotechnique qui a entraîné la rupture de la valve de pressurisation de Soyuz.

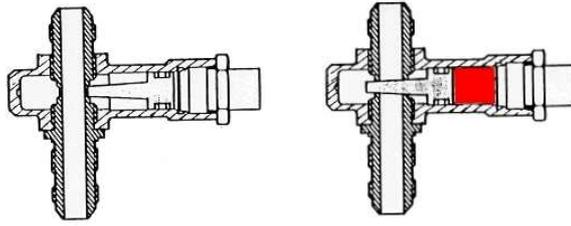


FIG. 1.1 – Valve pyrotechnique (vue de gauche : avant activation – vue de droite : après activation) [FIL99]

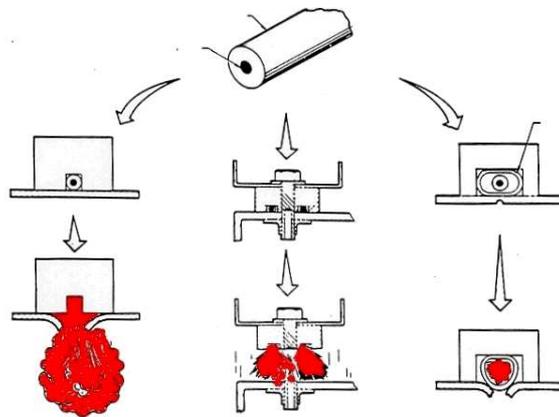


FIG. 1.2 – Explosifs à base de cordeau détonant [FIL99]

Par ailleurs, des études américaines montrent que de très nombreuses pannes observées sur les lanceurs américains entre 1960 et 1986 sont les effets des chocs pyrotechniques sur les équipements électroniques embarqués. Les avaries qui sont généralement constatées peuvent être de plusieurs types : micro-coupures électriques au niveau de la transmission de relais électromagnétiques, sections de fil, déclenchements de fusible,... En 1986, Moening [MOE86] liste les dysfonctionnements survenus au cours de quatorze programmes de lancement qui s'étalent sur vingt-sept années. Le bilan est de 88 pannes qui mènent souvent à un échec de la mission. Des experts affirment que les chocs pyrotechniques sont responsables de 41 d'entre elles et, selon un fort pourcentage de probabilité, de 44 autres. La Figure 1.3, issue de [MOE85], indique les types de dégradations imputés aux chocs pyrotechniques entre 1963 et 1985. De nos jours, l'industrie spatiale est encore malheureusement victime d'incidents dus à ces chocs pyrotechniques [FIL93].

La plupart des séparations sur Ariane 5 sont réalisées par découpe pyrotechnique. Cette technologie consiste à placer des tubes pyrotechniques expansibles au sein de la liaison

TAB. 1.1 – Applications pyrotechniques dans l’astronautique [FIL99]

Programme spatial	Nombre de dispositifs pyrotechniques installés
Mercury	46
Gemini	139
Saturn	≈ 150
Apollo (CSM/SLA/LM)	314
Apollo (CSM/SLA) for Skylab	249

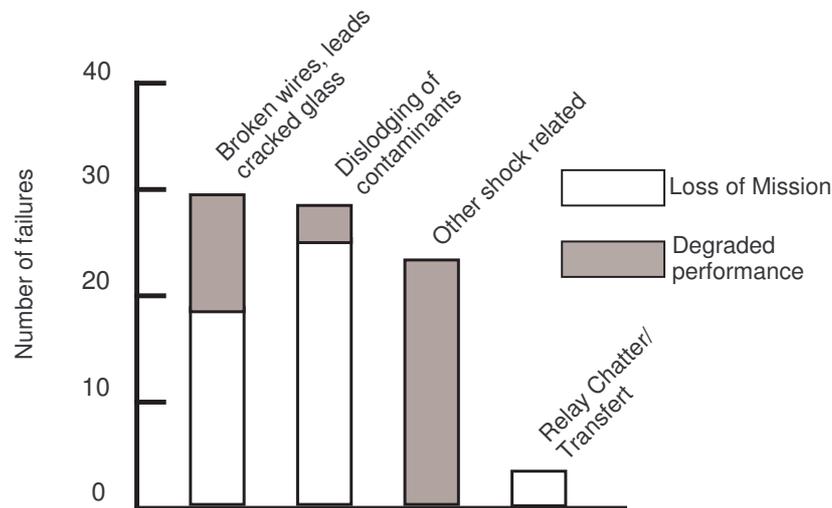


FIG. 1.3 – Classement des dégâts dus aux chocs pyrotechniques (Figure reproduite de [MOE85])

boulonnée en aluminium afin de la découper (Figure 1.4). Cette technologie présente l’avantage majeur d’être très fiable mais l’inconvénient de soumettre la structure et les composants sensibles, tels que les relais électromagnétiques, les ferrites ou encore les quartz, à des chocs mécaniques extrêmement sévères.

Il est évidemment impératif que les équipements embarqués continuent à assurer correctement leurs fonctions après l’explosion. Il devient donc primordial de pouvoir reproduire en laboratoire ces environnements vibratoires extrêmes dans le but de tester au sol la résistance aux chocs des boîtiers électroniques embarqués avant leur mise en fonctionnement dans le lanceur. En pratique, on ne peut évidemment pas se permettre de mettre en oeuvre des dispositifs expérimentaux grandeur nature pour chaque équipement à tester ! Il est donc indispensable de pouvoir reproduire sur base de critères d’équivalence les environnements vibratoires qui sont

perçus par le matériel embarqué durant les différentes phases du vol. Dans le cadre des campagnes de qualification d'équipements spatiaux, ces critères d'équivalence sont généralement exprimés en termes de Spectres de Réponse au Choc (SRC)[FIL98a, FIL99, LAL99a, WAT08].

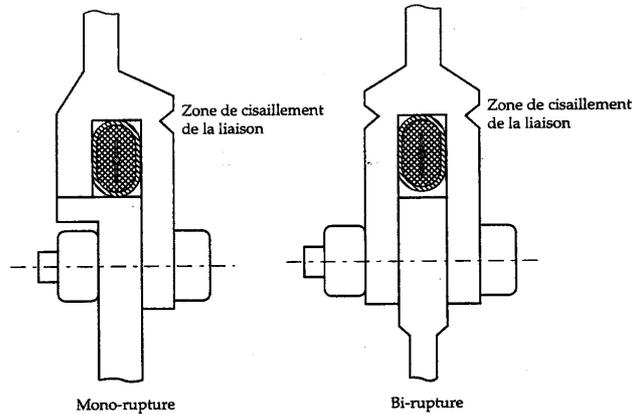


FIG. 1.4 – Illustrations des liaisons à découpe mono et bi-ruptures (Figure issue de [DER05])

Thales Alenia Space Etca, entreprise localisée dans la région de Charleroi (Mont-sur-Marchienne), a développé, et continue à développer, son propre dispositif de test aux chocs pyrotechniques. Les dispositifs de test utilisés par Thales sont classiquement des structures résonantes constituées d'assemblages de plaques en acier ou en aluminium suspendues à un bâti de type échafaudage (Figure 1.5). Les nouvelles campagnes de qualification d'équipements commencent habituellement par la recherche du dispositif expérimental adéquat. C'est pourquoi, une série de tests essais/erreurs sont opérés dans un premier temps sur une maquette de l'équipement à tester^a. Ces tests préparatoires sont réalisés pour ajuster les différents paramètres du dispositif de test pyrotechnique de telle manière à reproduire l'environnement vibratoire imposé par les spécifications de l'équipement à tester. Lorsque l'environnement vibratoire souhaité est atteint, les tests nominaux peuvent alors être exécutés sur l'équipement réel [FIL93, FIL98a, FIL99, WAT08]. Évidemment, une telle procédure expérimentale peut devenir rapidement peu performante et très onéreuse car la mise au point des conditions de chaque essai nécessite un temps de préparation non négligeable.

Dans ce contexte, il s'avère donc utile de développer, en renfort de l'approche expérimentale, un modèle mathématique des phénomènes physiques qui sont mis en jeu lors de chocs pyrotechniques. Raisonnablement moins chère, la modélisation permet de simuler les réponses vibratoires du système, d'étudier l'influence des divers paramètres directeurs (configuration

^aLa maquette de l'équipement est simplement un bloc d'aluminium pour lequel la masse et le centre de gravité de l'équipement réel sont vérifiés.

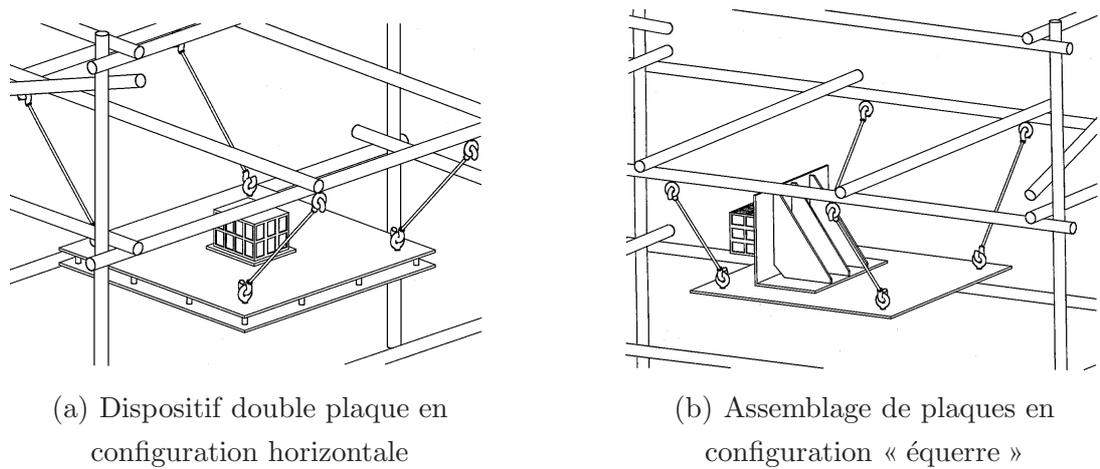


FIG. 1.5 – Représentation de quelques configurations possibles du dispositif de test pyrotechnique [FIL99]

des plaques, nature de l'excitation, intensité, conditions aux limites, ...) et de modifier ainsi les conditions réelles d'essai de manière à rencontrer plus rapidement les spécifications imposées par le cahier des charges de l'équipement à tester.

La modélisation doit s'articuler autour de deux axes distincts (Figure 1.6) :

- la modélisation du dispositif de test,
- la caractérisation des forces d'excitation en présence.

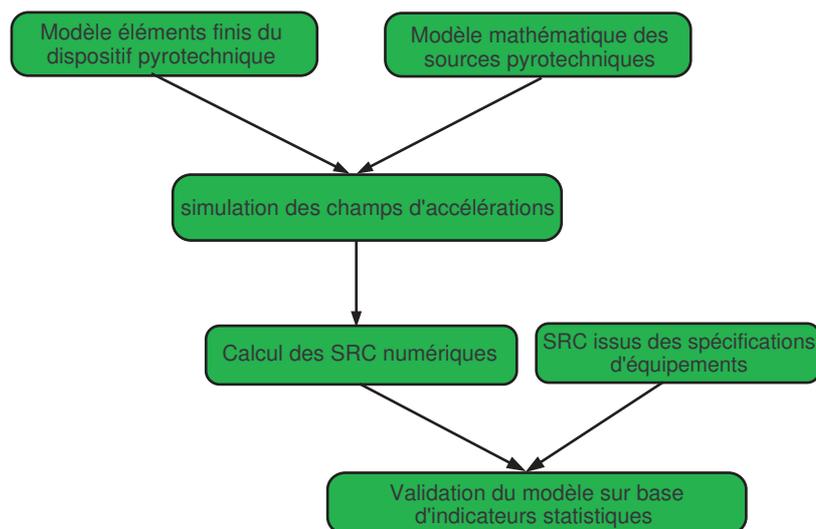


FIG. 1.6 – Principe de la modélisation

L'objectif est donc de disposer à la fois d'un modèle cohérent des sources d'excitation et d'un modèle dynamique du dispositif de test pyrotechnique. Dans le contexte des chocs

pyrotechniques, la principale difficulté réside dans la détermination des caractéristiques de la force à injecter dans le modèle pour simuler les effets induits par la détonation de la charge explosive. En effet, de par la nature explosive du phénomène, il est évidemment impossible de mesurer directement les forces générées par un tel choc. Par conséquent les caractéristiques de l'excitation ne peuvent être déduites qu'à partir de la réponse vibratoire expérimentale du système. Par ailleurs, l'identification de l'excitation dépend de paramètres difficilement contrôlables tels que l'interaction de l'onde de choc avec la plaque ou encore la géométrie de la pièce qui gouverne les multiples réflexions.

Cette thèse de doctorat a un double objectif : d'une part, l'élaboration d'un modèle éléments finis permettant de simuler les niveaux vibratoires générés par les chocs pyrotechniques, et d'autre part la prédiction par voie numérique des dysfonctionnements électriques des composants sensibles aux chocs et aux vibrations. Dans le cadre de cette étude, nous nous intéresserons exclusivement à l'analyse des relais électromécaniques.

1.2 Organisation de la thèse de doctorat

Cette thèse de doctorat s'organise en huit chapitres abordant les aspects suivants :

- la caractérisation des environnements « pyrotechniques » et la description des principaux dispositifs de test utilisés chez Thales Alenia Space Etca pour qualifier leurs équipements électroniques destinés à des applications spatiales,
- la modélisation du comportement dynamique des dispositifs de test pyrotechniques,
- l'identification des sources d'excitation d'origine pyrotechnique,
- la modélisation du comportement dynamique de relais électromécaniques.

Le **Chapitre 2**, présente quelques généralités sur les chocs pyrotechniques et développe la notion de Spectre de Réponse au Choc (SRC) qui est l'« outil » mathématique le plus largement répandu pour définir des équivalences entre environnements vibratoires. Après avoir présenté les principales propriétés du SRC, ainsi que ses avantages et ses inconvénients, il aborde le problème de l'influence de la dérive de zéro dans le calcul du SRC et expose quelques méthodes permettant de la corriger. Quelques exemples de spécifications d'équipements électroniques, définis en termes de Spectres de Réponse au Choc, sont montrés en fin de chapitre.

Le **Chapitre 3** décrit quelques dispositifs de test pyrotechniques typiquement utilisés chez Thales Alenia Space Etca pour qualifier les équipements électroniques aux chocs pyrotechniques. Il présente également les différents essais pyrotechniques qui ont été réalisés à partir d'une configuration simple du dispositif de test : une plaque carrée en acier suspendue verticalement à une structure tubulaire. L'ensemble des réponses vibratoires relevées au cours

de cette campagne de test constituera notre base de données expérimentales de référence qui sera exploitée tout au long des chapitres 6 et 5 consacrés à l'identification des chocs pyrotechniques.

Après un aperçu succinct des principales méthodes existantes pour décrire le comportement dynamique d'une structure à basse et à haute fréquence, le **Chapitre 4** s'attarde sur la modélisation du dispositif de test de référence utilisé pour établir notre base de données expérimentale. Une approche classique par éléments finis a été adoptée pour simuler le comportement dynamique de la structure. Deux modèles ont été élaborés : un modèle bidimensionnel utilisant des éléments de type « coque » et un modèle tridimensionnel employant des éléments de type « brique ». Les deux modèles ont été recalés et validés jusqu'à 1 kHz dans le domaine modal sur base de critères de comparaison entre les propriétés modales, identifiées à partir du relevé expérimental de fonctions de réponse en fréquence, et celles déduites du modèle éléments finis. L'introduction d'indicateurs statistiques de correspondance entre SRC nous a permis également de valider ces deux modèles dans le domaine temporel. Sur base de ces indicateurs statistiques, les différentes simulations numériques montrent que les deux modèles permettent de reproduire, avec précision et de manière équivalente, le comportement vibratoire de la plaque dans la bande de fréquences analysées.

Le **Chapitre 5** concerne la simulation numérique des niveaux vibratoires générés par un choc pyrotechnique en utilisant une approche par Choc Mécanique Équivalent (CME). Ce Choc Mécanique Équivalent consiste simplement à remplacer l'excitation réelle par un impact mécanique au profil imposé. En exploitant les données expérimentales de référence, décrites au chapitre 3, le Choc Mécanique Équivalent est identifié pour différentes intensités de la source explosive. Les caractéristiques du Choc Mécanique Équivalent ont été également identifiées pour des configurations plus complexes du dispositif de test et comparées à celles obtenues à partir du dispositif de test de référence. Finalement, notre modèle du Choc Mécanique Équivalent a été exploité à la recherche des paramètres directeurs optimaux du dispositif de test pyrotechnique conduisant à un environnement vibratoire équivalent à celui imposé par les spécifications de l'équipement à tester.

Le **Chapitre 6** concerne l'identification des caractéristiques d'un choc pyrotechnique par reconstruction de la force d'excitation par déconvolution de la réponse vibratoire du système. Le chapitre débute par un aperçu des principales méthodes d'identification existant aussi bien dans le domaine fréquentiel que dans le domaine temporel. Il expose ensuite les bases mathématiques des deux méthodes de déconvolution retenues : la méthode de déconvolution par l'application des filtres de Wiener et la méthode de déconvolution par la décomposition en ondelettes. La première méthode s'applique dans le domaine **fréquentiel** et consiste à construire à l'aide de la théorie de Wiener un filtre numérique linéaire permettant d'obtenir

la meilleure estimation de la force inconnue. La seconde méthode s'applique dans le domaine **temporel** et consiste à décomposer le choc en une somme pondérée d'ondelettes de type choc « demi-sinus » et d'établir la correspondance entre les coefficients d'ondelettes discrets de la force d'excitation et ceux de la réponse transitoire mesurée. Ces deux méthodes ont été appliquées et validées à partir d'un système de référence théorique et deux systèmes expérimentaux sollicités par des impacts au marteau. Finalement, elles ont été appliquées dans le cadre de l'identification de sources d'excitation d'origine pyrotechnique.

Le **Chapitre 7** s'intéresse à la simulation du comportement dynamique de relais électromécaniques en vue de prédire les niveaux de choc à partir desquels on observe des pertes de contact. Après avoir présenté quelques généralités sur les relais, il décrit les deux relais étudiés dans le cadre de ce travail : le relais PED-PXC-1203, classiquement utilisé dans l'industrie automobile, et le relais GP250, employé dans certains équipements du lanceur Ariane 5. Il présente ensuite une méthodologie simplifiée pour simuler la réponse vibratoire des relais. Dans notre méthodologie, la partie mobile du relais est représentée par une poutre encastrée-libre dont l'extrémité libre s'appuie sur un ressort linéaire décrivant les effets des forces de contact. Les forces magnétiques agissant sur la poutre encastrée libre sont simulées en utilisant une approche par circuit magnétique équivalent. La méthodologie a été appliquée au relais PED-PXC-1203 et a été validée en comparant, pour des excitations harmoniques, les niveaux d'accélération minimaux conduisant à une perte de contact du relais à ceux estimés expérimentalement. Finalement, cette méthodologie a été appliquée au cas du relais GP250.

Le **Chapitre 8** synthétise les principaux résultats obtenus au cours de ce travail et en présente les conclusions et les perspectives.

Caractérisation de l'environnement « chocs pyrotechniques » – Notion du Spectre de Réponse au Choc (SRC)

Sommaire

2.1	Généralités sur les chocs pyrotechniques	9
2.2	Spectre de Réponse au Choc	10
2.2.1	Définition et principe	10
2.2.2	Formulation mathématique du SRC	11
2.2.3	Définition des différents types de Spectre de Réponse au Choc	13
2.2.4	Propriétés des SRC	14
2.3	Exemples de spécifications d'équipements spatiaux	21
2.4	Conclusions	22

2.1 Généralités sur les chocs pyrotechniques

Comme nous avons déjà pu l'évoquer dans le chapitre introductif, l'industrie aérospatiale emploie de nombreux dispositifs pyrotechniques, tels que les boulons explosifs, les valves pyrotechniques ou encore les cordons de découpe, pour assurer diverses fonctions lors du vol spatial. Ces différents systèmes pyrotechniques génèrent lors de leur mise à feu des niveaux vibratoires très intenses; les amplitudes crête à crête peuvent atteindre plusieurs dizaines de milliers de g , et ce jusqu'à plusieurs milliers de Hertz. Ces vibrations peuvent s'avérer dangereuses, non seulement pour la structure de la navette, mais aussi pour le matériel embarqué. En effet, les ondes générées par les chocs pyrotechniques induisent au sein de la structure des ondes de compression, de torsion, de flexion et de cisaillement. Le niveau d'un choc pyrotechnique résulte des nombreuses réflexions et recombinaisons de ces ondes au travers de la structure.

Les chocs pyrotechniques sont généralement classés en trois catégories dépendant essentiellement de la position géographique de la mesure vis-à-vis de la génération du choc pyrotechnique [ERI99, NASA99, LAL99a] :

1. *Le choc pyrotechnique de champ proche* : il est dominé par l'onde de choc directe engendrant des niveaux d'accélération supérieurs à 5000 *g*, caractérisés par un haut contenu fréquentiel pouvant s'étendre au-delà de 100 kHz. Pour ce type de chocs pyrotechniques, l'équipement à tester se trouve à proximité directe de la source d'excitation (distance inférieure à 15 cm).
2. *Le choc pyrotechnique de champ intermédiaire* : il résulte de la superposition de l'onde de choc qui se propage et de la réponse oscillatoire amortie des modes propres de la structure. Il est caractérisé par des pics d'accélération compris entre 1000 et 5000 *g* et un contenu fréquentiel allant jusqu'à 10 kHz. La distance entre l'équipement à tester et la source de l'excitation est de l'ordre de 15 cm à 60 cm.
3. *Le choc pyrotechnique de champ lointain* : il est dominé par les résonances de la structure. Les niveaux d'accélération sont inférieurs à 1000 *g* et le contenu fréquentiel est inférieur à 10 kHz. Les chocs pyrotechniques de champ lointain apparaissent lorsque les distances sont supérieures à celles rencontrées pour les chocs de champ intermédiaire.

La distinction entre ces trois catégories permet d'orienter la procédure expérimentale à mettre en oeuvre pour simuler en laboratoire l'environnement vibratoire généré par les chocs pyrotechniques.

La tendance est aujourd'hui de considérer que la meilleure simulation des chocs pyrotechniques en *champ proche* ne peut être obtenue qu'en soumettant le matériel au choc produit par la source pyrotechnique réelle. Pour les chocs en *champ intermédiaire*, la simulation peut être réalisée soit à l'aide d'un moyen spécifique utilisant de l'explosif, soit par un impact métal-métal si la réponse de la structure est déjà plus importante. En *champ lointain*, lorsque le choc réel n'est pratiquement composé que de la réponse oscillatoire de la structure, une simulation sur table vibrante est envisageable.

2.2 Spectre de Réponse au Choc

2.2.1 Définition et principe

Un choc est une sollicitation de courte durée qui induit dans la structure des contraintes dynamiques transitoires qui dépendent des caractéristiques du choc (amplitude, durée et forme) mais aussi des propriétés dynamiques de la structure sur laquelle est appliqué le choc^a. La sévérité d'un choc pourrait donc être évaluée par calcul des contraintes sur un modèle éléments finis de la structure. C'est généralement la démarche à suivre pour dimensionner la structure. Le plus souvent toutefois, le problème est plutôt d'évaluer la sévérité relative de plusieurs chocs (chocs mesurés dans l'environnement réel, établissement de spécifications, ...).

^aNorme AFNOR NF E 90-001.

Cette comparaison serait lourde à effectuer si on utilisait un modèle fin de la structure, modèle qui d'ailleurs n'est pas toujours disponible, en particulier au stade de l'élaboration des spécifications de dimensionnement de l'équipement.

Une solution a été proposée par M. Biot [BIO32] en 1932 dans une thèse consacrée à l'étude des effets des tremblements de terre sur les bâtiments ; son étude a par la suite été généralisée à l'analyse de tous les chocs mécaniques.

La solution proposée par Biot [BIO32] consiste à remplacer la structure réelle par un système « étalon » composé d'un support et de N résonateurs linéaires à un degré de liberté, comportant chacun une masse m , un ressort de raideur k et un élément amortisseur c , choisi de manière à ce que l'amortissement réduit $\xi = \frac{c}{2\sqrt{km}}$ soit le même pour tous les N résonateurs. L'analyse consiste ensuite à rechercher la contrainte la plus grande σ_m observée dans chacun des ressorts [LAL99a].

Un choc A est considéré comme plus sévère qu'un choc B s'il induit dans chaque résonateur une contrainte extrême σ_m plus grande. On procède alors à une extrapolation, certes critiquable, en supposant que, si le choc A est plus sévère que le choc B quand il est appliqué à cet ensemble de résonateurs étalons, il est aussi plus sévère vis-à-vis d'une structure réelle quelconque.

On sait que le diagramme de traction statique de beaucoup de matériaux comporte un premier arc sensiblement linéaire pour lequel la contrainte est proportionnelle à la déformation. Si chaque système masse-ressort-amortisseur est supposé linéaire, il est ainsi équivalent de comparer deux chocs par la contrainte maximale σ_m qu'ils induisent ou par le déplacement relatif maximum δ_m qu'ils génèrent.

Le Spectre de Réponse au Choc (SRC) est donc simplement la courbe qui donne le déplacement relatif maximum δ_m (ou la contrainte maximale) en fonction de la fréquence propre de chaque résonateur constituant le système « étalon » (Figure 2.1).

2.2.2 Formulation mathématique du SRC

Le mouvement de chaque système à un degré de liberté (Figure 2.2) est caractérisé par l'équation différentielle classique suivante :

$$m\ddot{x} + c(\dot{x} - \dot{y}) + k(x - y) = 0, \quad (2.1)$$

où $x(t)$ est la réponse absolue de la masse m et $y(t)$ l'excitation du support.

En introduisant le déplacement relatif $\delta(t) = x(t) - y(t)$, l'équation dynamique du mouvement se réduit à :

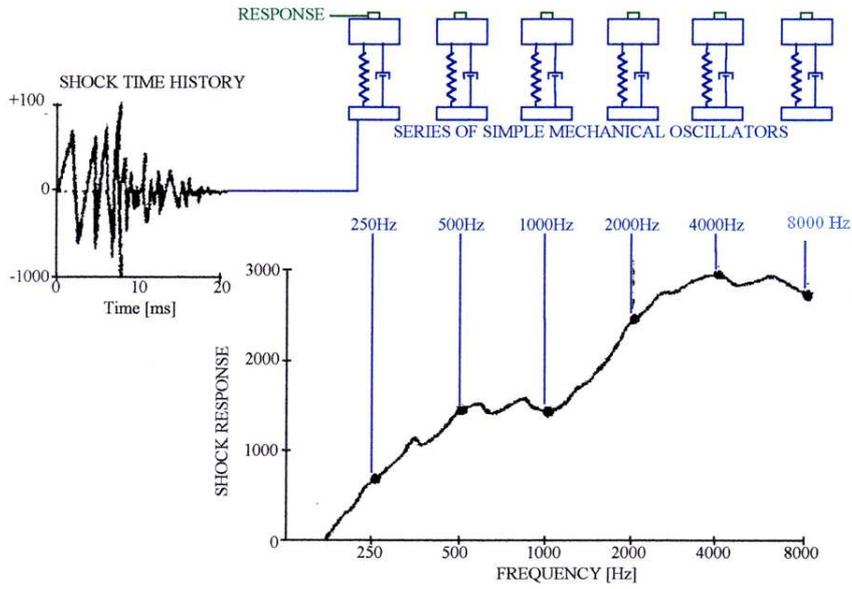


FIG. 2.1 – Construction du Spectre de Réponse au Choc (SRC) (Figure issue de [URB06])

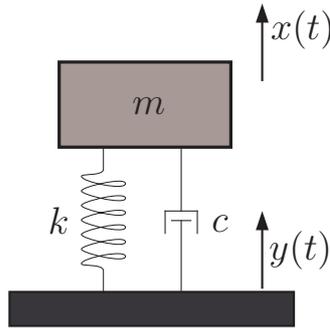


FIG. 2.2 – Système linéaire à 1 ddl soumis à une accélération

$$\ddot{\delta} + 2\xi\omega_0\dot{\delta} + \omega_0^2\delta = -\ddot{y}, \quad (2.2)$$

où ω_0 représente la pulsation propre du système et ξ le degré d'amortissement réduit défini par la relation :

$$2\xi\omega_0 = c/m \quad (2.3)$$

L'équation différentielle (2.2) peut être intégrée facilement à l'aide de la transformation de Laplace. On obtient pour des conditions initiales nulles, l'intégrale de Duhamel [LAL99a, LAM00] définie par :

$$\delta(t) = \frac{1}{\omega_0 \sqrt{1-\xi^2}} \int_0^t -\ddot{y}(\tau) e^{-\xi\omega_0(t-\tau)} \sin\left(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0(t-\tau)\right) d\tau \quad (2.4)$$

Différentes méthodes d'intégration existent aussi bien dans le domaine temporel que dans le domaine fréquentiel pour résoudre l'équation différentielle (2.2) [COX83, SMA81]. Les deux méthodes les plus fréquemment utilisées sont d'une part une méthode basée sur l'utilisation des transformées en Z et, d'autre part, une méthode utilisant le schéma d'intégration de Newmark. Ces deux méthodes ont été implémentées dans un logiciel baptisé **FreqTool** par le service de Mécanique Rationnelle, Dynamique et Vibrations dans le cadre d'un projet Région Wallonne [ATT99]. Ces deux méthodes se valent au niveau de la précision de calcul. Toutefois, la méthode de la transformée en Z a été préférée à celle de Newmark car elle est plus performante au niveau du temps de calcul [ATT99, TAM98]. Une description détaillée de la résolution de l'équation différentielle (2.2) par la méthode de la transformée en Z peut être trouvée dans [IRV02].

2.2.3 Définition des différents types de Spectre de Réponse au Choc

Le Spectre de Réponse au Choc (SRC) d'un signal d'accélération est obtenu en portant en graphique en fonction de la fréquence du résonateur la réponse la plus grande du déplacement relatif qu'il subit lorsque sa base est soumise à ce profil d'accélération. Le Spectre de Réponse au Choc peut être défini de différentes manières selon la façon dont est caractérisée la réponse la plus grande à une fréquence donnée :

- Le spectre de réponse au Choc **primaire** : sa définition est similaire à celle du SRC, mis à part le fait que la réponse n'est considérée que pendant la durée du choc.
- Le spectre de réponse au Choc **secondaire** ou **résiduel** : il répond à une définition comparable à celle du SRC, excepté le fait que la réponse maximale n'est examinée qu'après la durée du choc .
- Le spectre de réponse au Choc **positif** : sa définition est analogue à celle du SRC, mis à part le fait que la réponse maximale relative est obtenue en ne considérant que les parties de réponse relative positive (aussi bien pendant le choc qu'après le choc).
- Le spectre de réponse au Choc **néгатif** : il est défini d'une manière analogue à celle du SRC, sauf que la réponse maximale relative utilisée est de signe négatif et a une valeur absolue correspondant au maximum rencontré uniquement parmi les valeurs négatives.
- Le spectre de réponse au Choc **maximax** : Enveloppe des valeurs absolues des spectres positif et négatif.

Le spectre le plus fréquemment utilisé pour définir les spécifications d'équipements est le spectre maximax. Toutefois, lorsque le système étudié présente des comportements différents en traction et en compression, il est d'usage de faire la distinction entre les Spectres de Réponse au Choc positif et négatif. Par ailleurs, dans le cadre des spécifications d'équipements spatiaux, c'est bien souvent la *pseudo-accélération* qui est utilisée pour construire le SRC [NASA99]. La *pseudo-accélération* est simplement obtenue en multipliant le SRC en termes de déplacement

par ω_0^2 . La *pseudo-accélération* a la dimension d'une accélération mais elle ne représente pas l'accélération de la masse m sauf dans le cas particulier où l'amortissement est nul. Cependant, lorsque l'amortissement est faible on peut en première approximation assimiler la *pseudo-accélération* à l'accélération absolue de la masse m [LAL99a].

2.2.4 Propriétés des SRC

2.2.4.1 Principales zones du Spectre de Réponse au Choc

Les propriétés des SRC sont généralement mieux mises en évidence en adoptant une représentation graphique dans des axes logarithmiques. On peut distinguer schématiquement trois zones dans le SRC [LAL99a] :

- une zone *impulsionnelle* aux basses fréquences dans laquelle l'amplitude du spectre (et donc de la réponse) est inférieure à l'amplitude du choc. Le choc a ici une durée très courte devant la période propre du système. Le système atténue les effets du choc. C'est la raison pour laquelle il conviendrait de choisir la fréquence propre d'un système d'isolation au choc dans cette zone. La forme du choc a peu d'influence sur l'amplitude du spectre.
- une zone *statique* dans le domaine des hautes fréquences où l'amplitude du spectre positif tend vers l'amplitude du choc quel que soit l'amortissement. La démonstration de cette propriété peut être trouvée dans [LAL99a]. Tout se passe ici comme si l'excitation était une accélération « statique », la période propre du système étant petite devant la durée du choc.
- une zone *intermédiaire* dans laquelle il y a une amplification dynamique des effets du choc, la période propre du système étant proche de la durée du choc. Cette amplification est plus ou moins importante selon la forme du choc et l'amortissement du système. Pour les chocs de forme simple tels que les chocs « demi-sinus », cette amplification n'atteint pas 2 [FAB95, BOX06].

Comme illustré à la Figure 2.3, le Spectre de Réponse au Choc peut se présenter schématiquement dans une représentation logarithmique sous la forme de deux asymptotes, l'une oblique (zone impulsionnelle) et l'autre horizontale (zone statique). Ces deux asymptotes se coupent en une fréquence appelée fréquence de coupure f_c .

Le comportement asymptotique d'un Spectre de Réponse au Choc est entièrement défini à partir de trois paramètres indépendants :

- la fréquence de coupure f_c ;
- le coefficient angulaire α de la pente localisée dans la zone impulsionnelle. Ce coefficient

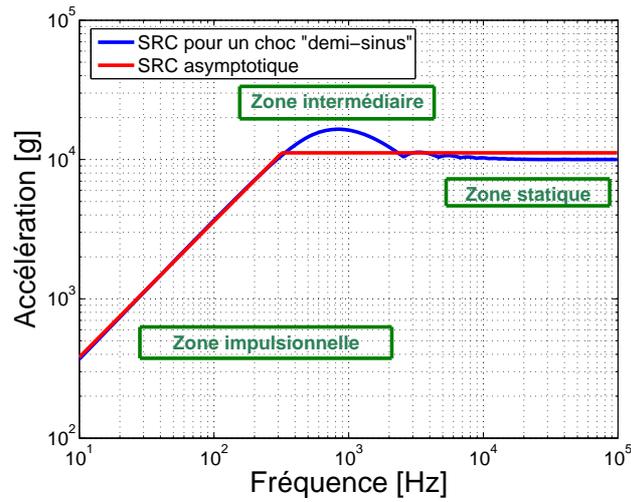


FIG. 2.3 – Illustration du SRC asymptotique pour un choc « demi-sinus » d’une amplitude de 10 kg et d’une durée de 1 ms

α est généralement exprimé en dB/octave selon la relation :

$$\alpha_{(\text{dB/octave})} = 20 \alpha \log 2 ;$$

– l’ordonnée A de la droite horizontale correspondant à la zone statique.

L’équation analytique du comportement asymptotique d’un Spectre de Réponse au Choc est dès lors donnée par l’équation suivante :

$$\log (\text{SRC}^{\text{asympt}}(f)) = \begin{cases} \alpha \log f + \log A - \alpha \log f_c & \text{si } f \leq f_c \\ \log A & \text{si } f > f_c \end{cases} \quad (2.5)$$

Nous avons développé une routine `Matlab`, baptisé `FitSrc`, qui identifie au sens des moindres carrés les paramètres α , f_c et A optimaux assurant la meilleure correspondance entre d’une part le spectre de réponse expérimental et d’autre part le spectre de réponse asymptotique défini par l’équation (2.5).

On peut démontrer que pour des chocs mécaniques de forme simple (chocs demi-sinus, chocs triangulaires, chocs à dent de scie, chocs rectangulaires,...) le Spectre de Réponse au Choc asymptotique possède dans la zone impulsionnelle une pente α de 6 dB/octave [LAL99a]. Pour les chocs d’origine pyrotechnique, il a été montré expérimentalement que le Spectre de Réponse au Choc est caractérisé aux basses fréquences par une pente α pouvant varier de 9 à 12 dB/octave [BAI79, WAT04a]. Pour les chocs pyrotechniques, l’identification de la pente α est généralement rendue difficile en raison des problèmes de dérive de zéro que nous aborderons à la section 2.2.4.5.

2.2.4.2 Amortissement

Le choix de l'amortissement devrait être effectué en fonction de la structure soumise au choc étudié. Quand elle n'est pas connue, ou par souci de comparaison avec d'autres spectres de réponse au choc (SRC), il est d'usage de considérer un amortissement réduit $\xi = 5\%$ conduisant à un facteur d'amplification dynamique $G = \frac{1}{2\xi}$ égal à 10. Ce facteur d'amplification dynamique est une valeur standard pour la comparaison des environnements vibratoires. Sauf indication contraire notée sur la courbe, c'est la valeur choisie conventionnellement pour les spécifications d'équipements spatiaux [FIL98a, FIL99].

2.2.4.3 Comparaison du SRC avec la transformée de Fourier

Dans le domaine des chocs, le Spectre de Réponse au Choc est largement préféré à la transformée de Fourier car, bien que la transformée de Fourier soit une application bijective entre le domaine temporel et fréquentiel, il est délicat de comparer deux spectres fréquentiels entre-eux. Par ailleurs, le SRC permet à partir d'un signal temporel complexe d'obtenir une courbe très simplifiée qui facilite l'élaboration d'une spécification. De plus, la reproduction en laboratoire d'un environnement vibratoire sur base uniquement de sa transformée de Fourier s'avère beaucoup plus délicate.

2.2.4.4 Limitations du Spectre de Réponse au Choc

Par définition, le Spectre de Réponse au Choc donne la valeur la plus grande de la réponse d'un système linéaire à un degré de liberté soumis à un choc. Pour une structure réelle, le SRC peut être utilisé pour évaluer la réponse vibratoire si toutefois cette réponse est principalement due à la contribution du premier mode propre. Cependant, de manière générale, la structure comporte plusieurs modes qui sont excités simultanément par le choc. La réponse vibratoire de la structure est alors constituée par une somme pondérée des réponses de chacun des modes propres excités. Le Spectre de Réponse au Choc donne la réponse maximum de chacun de ces modes propres mais ne fournit aucune information sur l'instant d'occurrence de ces extrema. Par conséquent, il est impossible de connaître la manière exacte dont les modes propres sont combinés. Différentes méthodes sont néanmoins proposées dans la littérature pour combiner ces réponses « élémentaires » pour obtenir la réponse globale du système [LAL99a, LAM00].

Par ailleurs, le SRC est tracé pour un amortissement donné constant sur l'ensemble du domaine fréquentiel, alors qu'en réalité cet amortissement varie d'un mode à l'autre. En toute rigueur, il apparaît donc difficile d'utiliser un SRC pour évaluer la réponse vibratoire d'un système présentant plusieurs modes propres.

Malgré ces limitations, le SRC présente l'avantage d'être une transformation non bijective : à

un signal temporel donné est associé un unique SRC et à un SRC donné sont associés une infinité de signaux temporels. Cette propriété s'avère très pratique pour reproduire en laboratoire le signal associé à une spécification d'équipements. Soulignons cependant que même si le signal synthétisé possède le même SRC que le signal que l'on recherche à produire, il ne provoque par nécessairement les mêmes endommagements.

2.2.4.5 Influence de la dérive de zéro dans le calcul du SRC

On observe assez souvent dans les enregistrements temporels relevés lors de chocs sévères, comme c'est le cas pour les chocs pyrotechniques, un phénomène de dérive de zéro qui s'exprime par l'apparition d'une composante continue superposée au signal de choc brut. Si cette composante n'est pas soustraite du signal avant le calcul du Spectre de Réponse au Choc, elle peut conduire à des erreurs non négligeables aux basses fréquences.

Les causes de cette dérive de zéro peuvent être nombreuses et couplées, à savoir [LAL99a, BOD01] :

- un élément piézo-électrique surchargé,
- une jauge piézo-résistive endommagée,
- de l'hystérésis dans le montage,
- du bruit dans les câbles,
- un conditionneur de signal surchargé,
- ...

Cette dérive de zéro se traduit dans le domaine temporel par une dissymétrie du signal par rapport à l'axe des temps au début du choc et par un décalage du zéro. Le calcul de la moyenne flottante du signal mesuré donne une meilleure représentation de l'effet de cette dérive de zéro sur l'évolution temporelle (Figure 2.4).

Dans le domaine fréquentiel, cette dissymétrie du signal temporel par rapport à l'axe des temps se traduit par des écarts fréquentiels à basse fréquence de plusieurs dizaines de décibels entre le SRC positif et le SRC négatif (Figure 2.5).

Diverses stratégies du traitement du signal permettent d'atténuer les effets néfastes causés par cette dérive de zéro [SMI85]. Un moyen simple consiste à utiliser un filtre numérique passe-haut à réponse impulsionnelle finie (RIF) possédant une fréquence de coupure faible. On précise que le filtre numérique est choisi à réponse impulsionnelle finie de manière à éviter la distorsion de phase (filtre à phase linéaire) et à conserver la causalité des signaux [DUT01]. Pour rappel, les filtres à réponse impulsionnelle finie (RIF), ou aussi appelés filtres non récursifs, se caractérisent par une transmittance polynomiale de la forme suivante :

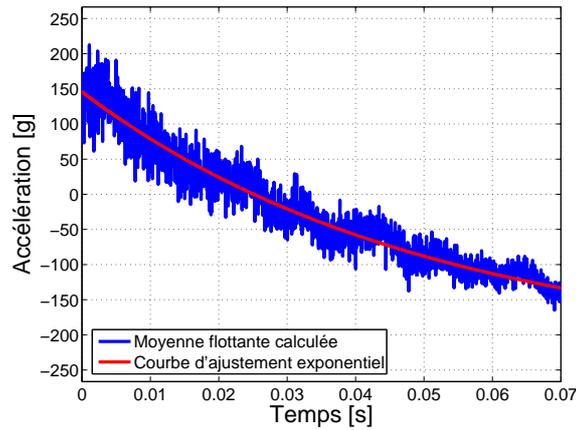


FIG. 2.4 – Moyenne flottante du signal calculée sur une fenêtre temporelle de 2 ms

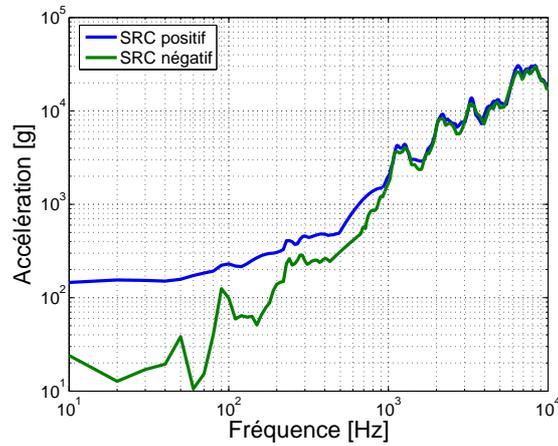


FIG. 2.5 – Effet de la dérive de zéro dans le domaine fréquentiel – Comparaison des SRC positif et négatif

$$T(z) = \sum_{n=0}^{N-1} h(n) z^{-n} \quad (2.6)$$

où $h(n)$ et N représentent respectivement la réponse impulsionnelle et l'ordre du filtre numérique. Les valeurs des coefficients du filtre $h(n)$ peuvent se calculer en utilisant diverses méthodes d'approximation, la plus répandue étant celle de PARKS-McCLELLAN [PAR72, McCL73, DUT01]. Cette méthode est disponible dans le toolbox Signal Processing de Matlab par la routine *firpm*.

Le choix de l'ordre du filtre numérique est délicat. Il doit permettre d'obtenir une pente la plus raide possible de manière à ce que les composantes du signal proches de la fréquence de coupure soient conservées le plus fidèlement. Il doit également limiter les erreurs introduites

par l'initialisation de la mémoire du filtre. En général, un nombre de coefficients proche du tiers du nombre d'échantillons du signal est un compromis acceptable [BOD01]. Le filtre est également choisi à phase nulle pour comparer facilement le signal avant et après correction.

Une autre difficulté dans la construction d'un tel filtre numérique est le choix de la fréquence de coupure du filtre car il n'est pas aisé de distinguer les composantes qui sont propres au signal de celles de la dérive de zéro. Pour ne pas amputer le signal, il faut filtrer avec une fréquence de coupure la plus faible possible. En pratique, on filtre successivement le signal à l'aide de filtres passe-haut à fréquences de coupure croissantes depuis quelques hertz, jusqu'à ce que les SRC positif et négatif se corrèlent.

Il est également possible de s'affranchir de la dérive de zéro en soustrayant au signal initial la moyenne flottante approchée par un lissage polynomial [BEL00] :

$$c(t) = \sum_{k=0}^N P_k t^k \quad (2.7)$$

où N représente le degré du polynôme. Les coefficients P_k de ce polynôme sont déterminés par une méthode aux moindres carrés en utilisant la routine *Polyfit* de **Matlab**. Le degré N étant fixé arbitrairement, il est difficile d'attribuer un sens physique aux corrections effectuées à l'aide d'une loi polynomiale.

Vu l'allure de la moyenne flottante (Figure 2.4), qui peut s'expliquer par des phénomènes dynamiques de variation de charge dans les circuits RC, il semble plus judicieux de lisser cette moyenne par une somme d'exponentielles décroissantes de la forme :

$$c(t) = c_0 + \sum_{k=1}^N c_k e^{-t/\tau_k} \quad (2.8)$$

où N représente le nombre d'exponentielles qui est également fixé arbitrairement. Les paramètres c_k et τ_k peuvent être déterminés également par une méthode aux moindres carrés que nous avons implémentée sous **Matlab** à l'aide de la route *lsqcurvefit* du toolbox **Optimization**. Généralement, une fonction de correction $c(t)$ à deux exponentielles ($N = 2$) est utilisée pour réduire les effets de la dérive de zéro.

David O. Smallwood et Jérôme S.Cap ont également proposé un modèle de correction développé à partir de la théorie des ondelettes [SMA99, SID98]. Cette méthode a été implémentée sous **Matlab** par une routine baptisée *onde* dans le cadre d'une étude industrielle réalisée à la FPMs en 2000 [BEL00].

La Figure 2.6 compare les SRC avant et après correction par les différentes méthodes décrites brièvement ci-dessus. On constate clairement que le SRC corrigé ne présente plus une réponse anormalement importante aux basses fréquences. Remarquons par ailleurs que la dérive de zéro n'affecte quasiment pas le SRC au delà de 1000 Hz.

Les méthodes par décomposition en ondelettes et par filtrage numérique semblent donner des résultats plus satisfaisants que les méthodes polynomiale et exponentielle. Insistons cependant sur le fait que ces corrections sont à considérer avec beaucoup de prudence en gardant à l'esprit qu'elles matérialisent plus un compromis mathématique qu'elles ne conduisent à une solution pleinement physique. En pratique, chez Thales Alenia Space ETCA, une correction de la dérive de zéro est appliquée sur les enregistrements temporels si l'écart fréquentiel moyen en-dessous de 400 Hz entre le SRC positif et le SRC négatif est supérieur à 6 dB. Etant donné que généralement les spécifications d'équipements électroniques sont définies à partir de 100 Hz (cf. section 2.3), il est conseillé d'appliquer cette correction de manière systématique malgré qu'il ne soit pas toujours évident de justifier l'aspect physique de la correction.

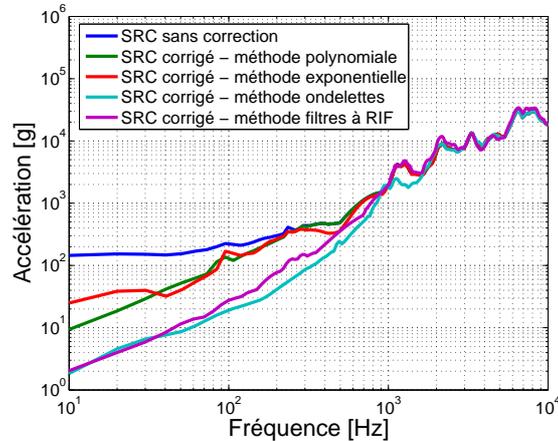


FIG. 2.6 – Comparaison des SRC avant et après correction

La Figure 2.7(a) présente la comparaison entre les SRC positif et négatif obtenus après correction de la dérive de zéro à l'aide de la méthode exponentielle, tandis que la Figure 2.7(b) présente cette comparaison pour la méthode de décomposition en ondelettes. La corrélation entre les SRC positif et négatif à basse fréquence montre clairement que les corrections apportées par ces différentes méthodes permettent d'éliminer la composante continue présente dans les signaux temporels initiaux.

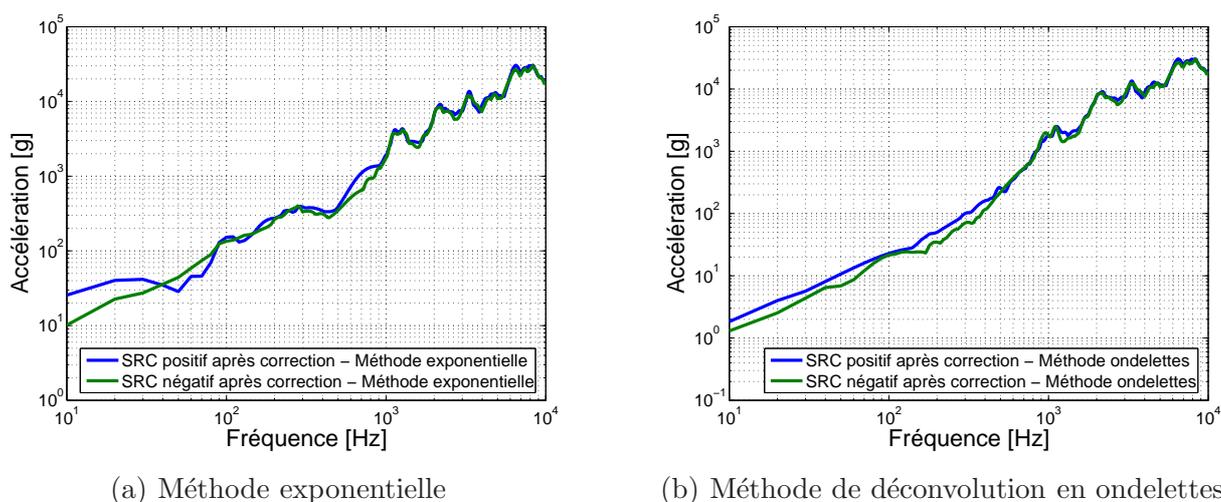


FIG. 2.7 – Comparaison des SRC positif et négatif après correction de la dérive de zéro

2.3 Exemples de spécifications d'équipements spatiaux

Durant leur phase de développement, les équipements sont testés à des environnements vibratoires qui doivent vérifier les spécifications imposées par les lanceurs. Ces spécifications sont définies au cahier des charges en termes de Spectres de Réponse au Choc dans les trois directions orthogonales. Les niveaux vibratoires sont généralement spécifiés à partir d'une basse fréquence limite d'une centaine de Hz jusqu'à une haute fréquence généralement de 10 kHz mais pouvant atteindre parfois 25 kHz, comme c'est le cas pour les spécifications Ariane 5 (Figure 2.8). Généralement une petite différence est admise entre les Spectres de Réponse au Choc mesurés et exigés [NASA99] :

- ± 6 dB pour les fréquences ≤ 3000 Hz,
- $+9$ dB/ -6 dB pour les fréquences > 3000 Hz.

Ces tolérances servent à tenir compte des importantes dispersions qui sont parfois observées sur les Spectres de Réponse au Choc mesurés dans des conditions comparables. Les raisons de cette dispersion sont en général liées à une instrumentation non adéquate et aux conditions de mesure :

- fixation des capteurs sur la structure par l'intermédiaire de cales qui agissent comme des filtres mécaniques,
- travail dans un domaine temporairement non linéaire du cristal de l'accéléromètre en raison des accélérations élevées,
- saturation des amplificateurs,
- bruit dans les câbles,
- résonance des capteurs,
- ...

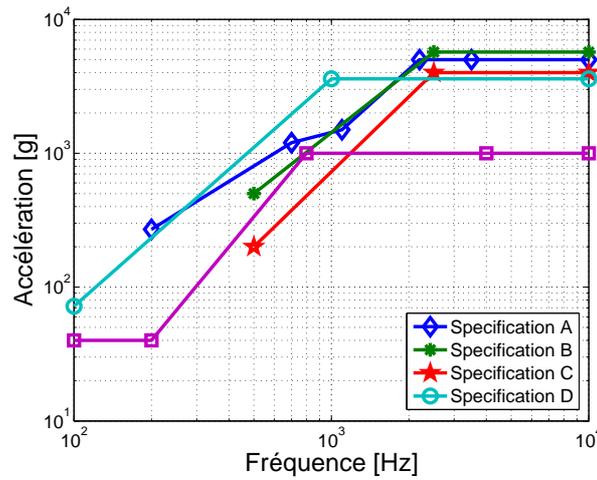


FIG. 2.8 – Quelques exemples de spécifications d'équipements électroniques

En pratique, nous considérerons que deux chocs réalisés dans les mêmes conditions sont « identiques » si l'écart moyen calculé sur l'ensemble de la gamme de fréquences est inférieur à 3 dB ; valeur de référence classiquement utilisée chez Thales Alenia Space ETCA.

2.4 Conclusions

Au début de ce chapitre, nous avons présenté une description générale des chocs pyrotechnique. Après avoir rappelé le principe et la définition du Spectre de Réponse au Choc (SRC), nous avons exposé les différentes propriétés du SRC.

Nous avons mis en évidence que les enregistrements temporels relevés expérimentalement lors de chocs sévères, comme c'est le cas pour des chocs pyrotechniques, sont pollués par la présence d'une dérive de zéro qui se traduit dans le domaine temporel par une dissymétrie du signal par rapport à l'axe des temps, et dans le domaine fréquentiel par une sur-estimation du SRC en dessous de 1 kHz. Différentes solutions de corrections ont été proposées pour palier à ce problème de dérive de zéro.

Pour terminer, nous avons présenté quelques exemples de spécifications pyrotechniques d'équipements électroniques.

Description des dispositifs de test pyrotechniques utilisés chez Thales

Sommaire

3.1	Description des dispositifs de test pyrotechniques utilisés Chez Thales	23
3.1.1	Dispositifs pyrotechniques	23
3.1.2	Dispositifs d'excitation	26
3.2	Données expérimentales de référence	28
3.2.1	Description des essais pyrotechniques	28
3.2.2	Description des principaux résultats expérimentaux obtenus	32
3.3	Conclusions	34

3.1 Description des dispositifs de test pyrotechniques utilisés Chez Thales

3.1.1 Dispositifs pyrotechniques

Les dispositifs de test pyrotechniques couramment utilisés chez Thales Alenia Space Etca sont des structures résonantes pouvant être excitées aussi bien par des charges explosives que par des impacts mécaniques (chute libre d'une masse guidée dans un tube, tir de projectiles au canon à azote comprimé, vérin pneumatique, utilisation d'un balancier, . . .) [FIL98a, FIL99, SUT05]. Dans le cadre des campagnes de spécifications d'équipements électroniques, l'excitation pyrotechnique est souvent préférée aux excitations mécaniques car même si celles-ci permettent de reproduire dans des conditions de champs moyens ou lointains des Spectres de Réponse au Choc caractéristiques d'environnements vibratoires pyrotechniques, les évolutions temporelles générées ne conduisent pas toujours aux mêmes défaillances que celles provoquées par un choc pyrotechnique.

Les structures résonantes sont composées d'assemblages de plaques en acier ou en aluminium suspendues à un échafaudage métallique à l'aide d'élingues en acier. L'échafaudage est une structure parallélépipédique, à base carrée d'environ 2 m de côté et de 3 m de hauteur, et

est constitué par des tubes en acier assemblés par des raccords et des colliers indépendants. Pour assurer une bonne rigidité du bâti, des tubes sont montés autour des pieds à différentes hauteurs, comme illustré à la Figure 3.1. Les avantages de ces échafaudages résident dans la rapidité de montage et de démontage, de même que dans la multiplicité des réemplois possibles.

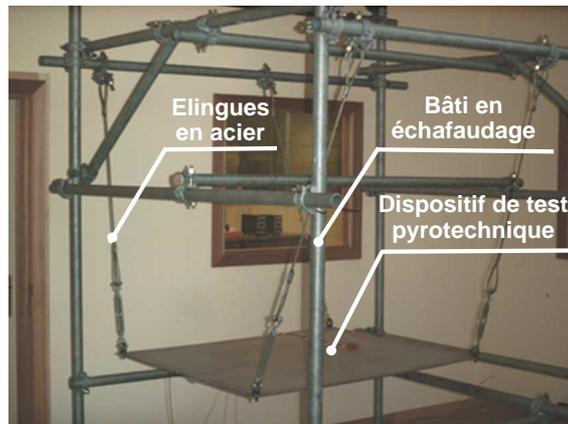
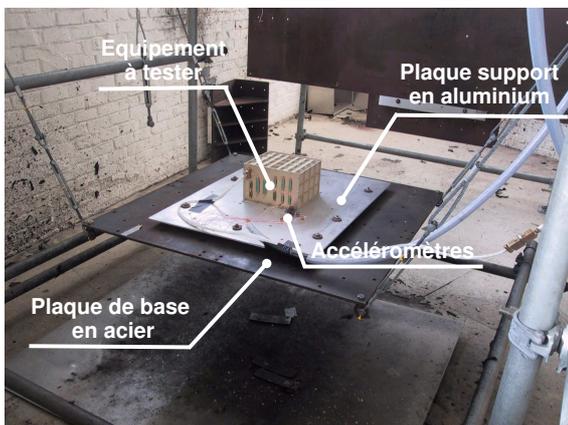
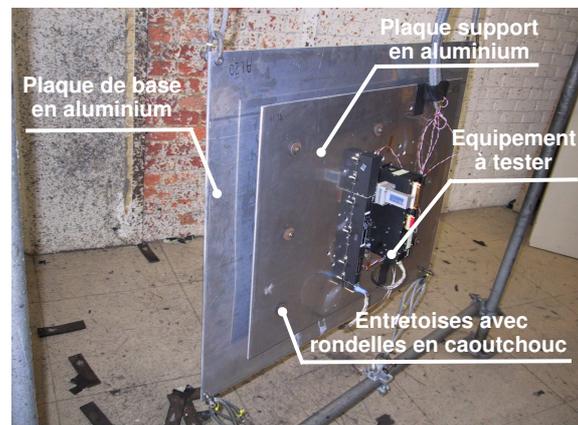


FIG. 3.1 – Bâti en échafaudage

Les configurations les plus standards du dispositif de test sont des assemblages de plaques pouvant aussi bien se trouver dans le plan horizontal que dans le plan vertical (Figure 3.2).



(a) Configuration double plaque dans le plan horizontal



(b) Configuration double plaque dans le plan vertical

FIG. 3.2 – Quelques exemples des dispositifs de test pyrotechniques utilisés chez Thales

Les plaques peuvent être reliées entre-elles par différents types d'entretoises. Ces entretoises permettent de maintenir un écartement constant entre les plaques. On peut employer des entretoises en acier, en aluminium ou encore en nylon. Par ailleurs, on peut également utiliser des rondelles en caoutchouc sur les faces intérieures et/ou extérieures des plaques

pour augmenter l'isolation vibratoire entre elles (Figure 3.3). Une étude industrielle [FRU04] menée en 2004 à la FPMs, et en collaboration avec Thales Alenia Space Etca, a permis de quantifier expérimentalement l'effet de la nature du matériau des entretoises, ainsi que de la présence ou non de rondelles en caoutchouc, sur le comportement vibratoire du dispositif de test.

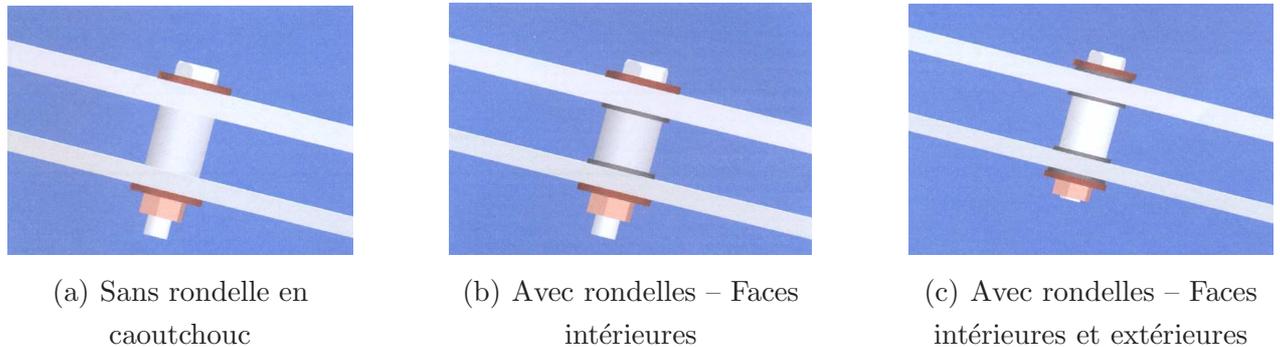


FIG. 3.3 – Disposition des rondelles en caoutchouc

L'équipement à tester, ou une maquette de celui-ci, est vissé au dispositif de test. La plaque supportant l'équipement est appelée plaque *support* et est généralement en aluminium. La plaque sur laquelle le dispositif de chocs est fixé est appelée plaque de *base* et est généralement en acier.

Les configurations traditionnelles du dispositif de test, telles que celles illustrées aux Figures 3.2(a), et 3.2(b) ne permettent pas d'atteindre simultanément dans les trois directions orthogonales les niveaux de chocs requis par les spécifications. Dans ces configurations standards, l'énergie vibratoire est principalement transmise perpendiculairement aux plaques. Des configurations plus spécifiques du dispositif de test, comme celle illustrée à la Figure 3.4, permettent de réaliser les chocs nominaux dans au moins deux directions simultanément : la direction perpendiculaire au choc (axe X) et la direction perpendiculaire à la surface de pose de l'équipement (axe Z) [FRU07].

Les principaux paramètres opérationnels qui peuvent influencer le comportement vibratoire du dispositif de test sont :

- la configuration du dispositif de test (nombre de plaques et leur orientation dans l'espace),
- les propriétés géométriques et physiques des plaques (matériau, dimensions, ...),
- la nature de l'excitation (charges explosives ou impacts mécaniques),
- l'intensité de l'excitation (longueur du cordon explosif, pression du vérin pneumatique),
- la nature et la localisation des entretoises (tiges filetées, bagues en nylon, utilisation de rondelles en caoutchouc, ...),
- la localisation du dispositif d'impact sur la plaque de base,

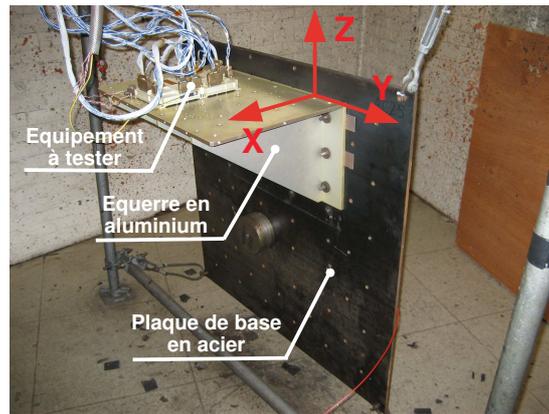


FIG. 3.4 – Configuration spécifique du dispositif de test

- la localisation de l'équipement à tester sur la plaque support,
- l'ajout de masses localisées,
- ...

Ces paramètres doivent être ajustés expérimentalement de telle manière à reproduire l'environnement vibratoire imposé par les spécifications d'équipements. Une telle procédure expérimentale peut devenir rapidement peu performante et très onéreuse car la mise au point des conditions de chaque essai nécessite un temps de préparation non négligeable. D'où l'intérêt de développer, en renfort de l'approche expérimentale, un modèle physique du dispositif de test pour estimer numériquement l'influence de ces paramètres directeurs et de modifier ainsi les conditions réelles d'essai de manière à rencontrer plus finement les spécifications imposées par le cahier des charges.

3.1.2 Dispositifs d'excitation

L'excitation du dispositif de test peut être exécutée par chocs mécaniques ou par l'utilisation de charges explosives. Dans le cas d'un choc mécanique, le dispositif d'impact est généralement un vérin pneumatique, dont la pression peut varier de 2 à 8 bars, vissé sur la plaque de base du dispositif de test (Figure 3.5).

Dans le cas de chocs pyrotechniques, l'excitation est générée par un dispositif explosif composé d'un détonateur à retard de type NONEL UNIDET U500^a et d'un cordon NONEL^b, d'un

^aLe détonateur U500 est caractérisé par un retard de 500 ms.

^bNONEL est la marque déposée d'un système d'amorçage non électrique, développé par DYN0 NOBEL (ORICA). Les détonateurs NONEL présentent la propriété de ne pas se déclencher de manière impromptue dans une atmosphère légèrement électrisée.

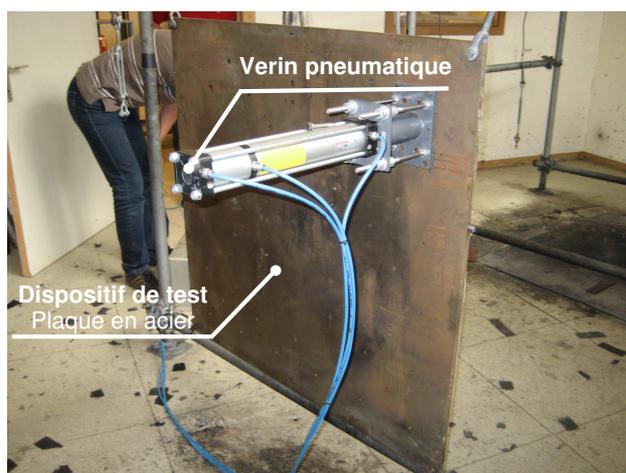


FIG. 3.5 – Fixation du vérin pneumatique sur la plaque de base

cordeau détonant de type SEICORD 12^c et d'un pistolet^d. Le cordeau détonant et le détonateur sont assemblés sur une plaquette en acier, ou parfois en aluminium, à l'aide de ruban adhésif comme illustré à la Figure 3.6.

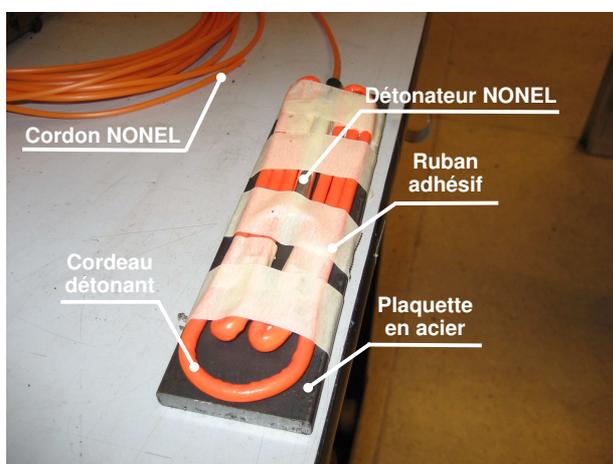


FIG. 3.6 – Assemblage du détonateur et du cordeau détonant sur la plaquette en acier

Le cordon NONEL est un tube souple en matière plastique (3 mm de diamètre extérieur), tapissé intérieurement d'une fine couche de substance explosive (de la pentrite^e) et serti au

^cLe cordeau détonant est livré en bobine de 250 m contenant la substance explosive (12g/m). La substance explosive utilisée est de la pentrite.

^dLe matériel explosif provient de la société NOBEL EXPLOSIFS Belgique s.a., localisée à Châtelet.

^eLa valeur énergétique de la pentrite est de 5881 J/g. Pour référence, celle de la trinitrotoluène (TNT) est de 4520 J/g.

détonateur NONEL. Sous l'effet d'un amorçage approprié, la substance explosive tapissant l'intérieur du tube détone et propage, à la vitesse de 6500 m/s et sans effet extérieur, un trait de feu qui initie le détonateur NONEL. Pour amorcer l'explosion, une impulsion initiale est fournie à l'aide d'un pistolet.

Le cordeau détonant est une enveloppe souple, légère, flexible, imperméable et colorée contenant la substance explosive (12g/m de pentrite). La longueur du cordeau détonant peut varier de 0 à 1 mètre suivant le niveau d'excitation souhaité. Une longueur de cordon « nulle » correspond au détonateur seul qui contient environ 1 g de pentrite pour déclencher l'explosion. La disposition du cordeau détonant sur la plaquette est montrée à la Figure 3.7 pour différentes longueurs habituellement rencontrées chez Thales Alenia Space Etca.

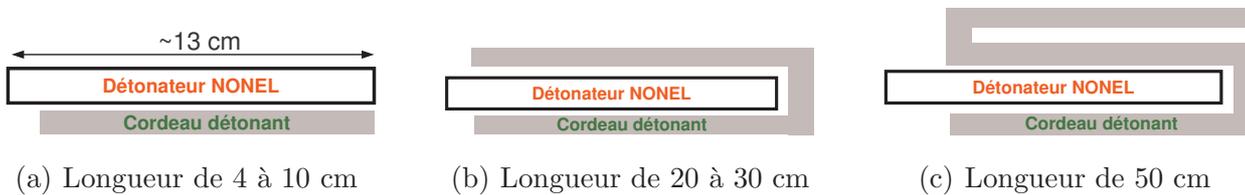


FIG. 3.7 – Disposition du cordeau détonant sur la plaquette pour différentes longueurs standards

La Figure 3.8 illustre les différents éléments constitutifs de la chaîne pyrotechnique utilisée chez Thales Alenia Space Etca.

3.2 Données expérimentales de référence

3.2.1 Description des essais pyrotechniques

Pour les essais pyrotechniques de référence, nous avons envisagé la configuration la plus simple : une plaque carrée en acier, de dimension 1 m x 1 m x 0.015 m, suspendue verticalement au bâti au moyen d'élingues en acier (Figure 3.9). Ce dispositif expérimental permet de réduire au maximum les sources d'incertitude liées à la modélisation qui sera abordée dans le chapitre 4.

Chaque essai pyrotechnique exploite un « matériel pyrotechnique » constitué d'un détonateur de type NONEL UNIDET U500 et d'un cordeau d'explosif de type SEICORD 12 (12 g/m de pentrite) (cf. section 3.1.2). Nous avons considéré différents niveaux d'excitation : 0 cm (détonateur seul), 4 cm, 10 cm, 20 cm, 30 cm et 50 cm de cordeau détonant. L'explosif est accolé au détonateur sur une plaquette en aluminium (pour les longueurs de cordon inférieures à 20 cm) ou en acier (pour les longueurs de cordon supérieur à 20 cm). L'ensemble du dispositif explosif est ensuite fixé sur la structure au moyen de bandes adhésives.

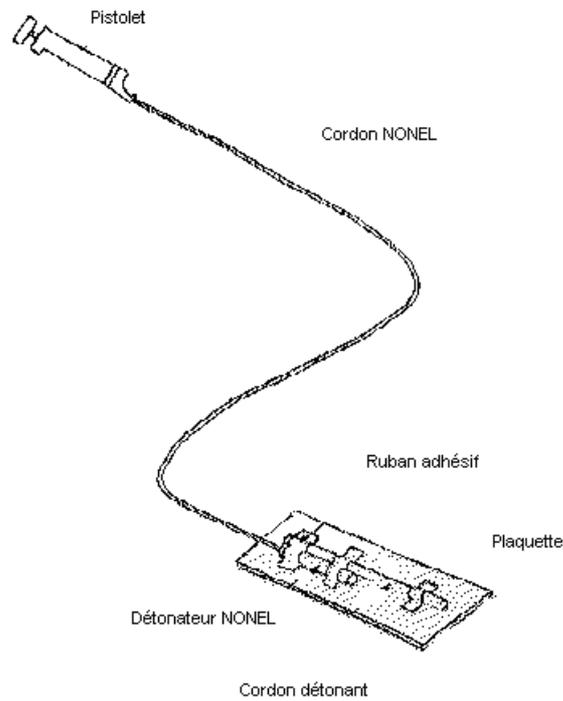


FIG. 3.8 – Illustration de la chaîne pyrotechnique (Figure issue de [FIL98b])

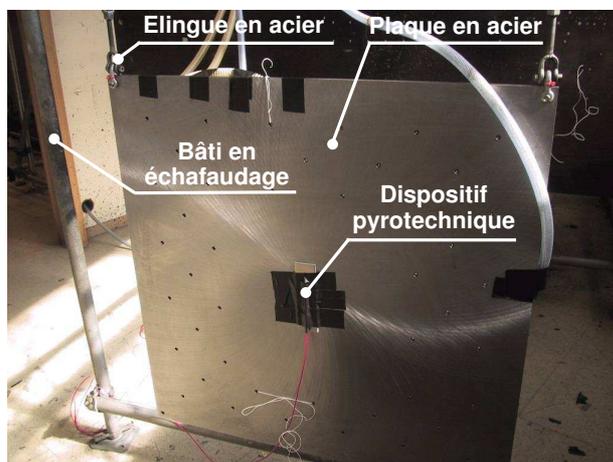


FIG. 3.9 – Dispositif expérimental utilisé – Plaque en acier suspendue verticalement

Le système d'acquisition utilisé est composé d'une carte Nicolet BE 493 XE comportant 8 canaux. Les accélérations sont mesurées à l'aide d'accéléromètres ISOTRON 7255A-01 vissés directement sur la plaque en acier^f. Ces accéléromètres piézoélectriques à électronique intégrée sont conçus spécialement pour les chocs pyrotechniques et les mesures d'impacts mécaniques

^fLa datasheet complète de l'accéléromètre ISOTRON 7255A-01 est donnée à l'annexe C.

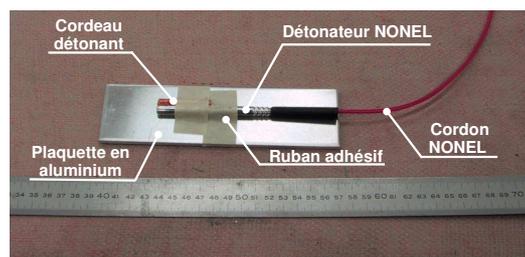


FIG. 3.10 – Vue du dispositif explosif

de haut niveau. Leur sensibilité est de 0.1 mV/g et leur bande passante s'étend jusqu'à 10 kHz (leur fréquence de résonance se situe au alentour de 15 kHz). C'est la raison pour laquelle, nous avons filtré l'ensemble de nos enregistrements temporels par un filtre *anti-aliasing* de fréquence de coupure de 10 kHz[§]. Tous les signaux ont été échantillonnés à une fréquence de 100 kHz sur une durée de 0.0819 s (8192 échantillons).

Les essais pyrotechniques ont été répartis en deux séries de mesures :

- **série 1** : mesures uniquement dans la direction perpendiculaire au plan de la plaque ;
- **série 2** : mesures dans les trois directions orthogonales.

Pour chacune des deux séries de mesures, les six longueurs de cordeau détonant (de 0 à 50 cm) ont été exploitées. Pour chaque longueur de cordeau, l'impact a été systématiquement réalisé deux fois afin de vérifier la répétabilité des essais.

Série 1 : mesures dans la direction perpendiculaire au plan de la plaque

La Figure 3.11 reprend la localisation des différents points de mesure pour la série 1. Le dispositif pyrotechnique est fixé au centre de la plaque en acier. Le Tableau 3.1 donne la correspondance entre canaux et points de mesure.

Série 2 : mesures dans les trois directions orthogonales

La Figure 3.12 reprend la localisation des différents points de mesure pour la série 1. Le dispositif pyrotechnique est fixé au centre de la plaque en acier. Le Tableau 3.2 donne la correspondance entre canaux et points de mesure.

Les accélérations dans le plan de la plaque (directions Y et Z) sont mesurées respectivement aux nœuds 37 et 36 à l'aide d'accéléromètres directement vissés sur la tranche de la plaque. Par contre, aux nœuds 7 et 10, les accélérations sont relevées simultanément dans les directions

[§]Notons que les spécifications des équipements électroniques sont généralement définies jusqu'à 10 kHz, sauf pour certaines spécifications d'Ariane 5 où on peut aller jusqu'à 25 kHz (cf. section 2.3 du chapitre 2).

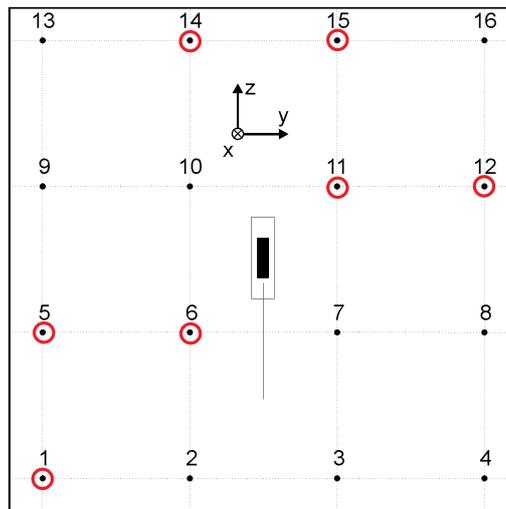


FIG. 3.11 – Localisation du dispositif pyrotechnique et des accéléromètres piézoélectriques pour la première série de mesures (cercles rouges)

TAB. 3.1 – Correspondance entre canaux et points de mesures

Canaux	POINT	DIRECTION
CH001	1	X
CH002	14	X
CH003	11	X
CH004	6	X
CH005	15	X
CH006	12	X
CH007	5	X

Y et Z à l'aide d'un cube en laiton sur lequel sont montés les accéléromètres piézoélectriques (Figure 3.13). Ces cubes en laiton pèsent 46.6 g et ont les dimensions suivantes : 20 x 20 x 20 mm . Ils sont percés de part en part pour permettre leur fixation sur la plaque d'essais par un écrou. Le trou débouchant, permettant de les fixer, est de 11 mm de diamètre (utilisation d'une vis M10) et deux taraudages sont effectués sur les faces latérales pour visser les accéléromètres sur le cube. Soulignons que l'utilisation de cubes pour mesurer les vibrations dans le plan présente l'inconvénient d'introduire un bras de levier indésirable qui a pour effet d'amplifier les signaux temporels dans une certaine gamme de fréquences. Pour s'affranchir de ce problème, l'ESA (pour « European Space Agency ») recommande pour les mesures dans le plan d'exploiter l'accélération moyenne calculée à partir des accélérations relevées sur deux cubes identiques situés symétriquement de part et d'autre de la plaque. Toutefois, cette recommandation n'a

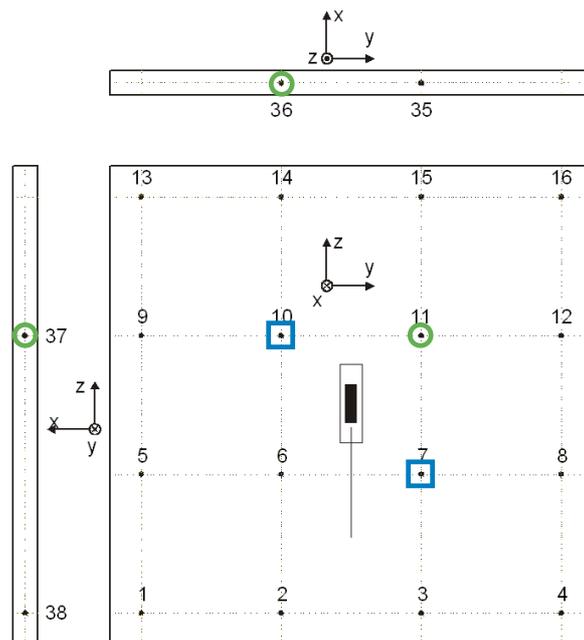


FIG. 3.12 – Localisation du dispositif pyrotechnique et des accéléromètres piézoélectriques pour la seconde série de mesures (les carrés bleus correspondent aux cubes de mesures)

TAB. 3.2 – Correspondance entre canaux et points de mesures

Canaux	POINT	DIRECTION
CH001	7	Z
CH002	37	Y
CH003	11	X
CH004	7	Y
CH005	10	Y
CH006	10	Z
CH007	36	Z

pas été d'application pour les essais expérimentaux présentés ci-dessous.

3.2.2 Description des principaux résultats expérimentaux obtenus

Une synthèse des principaux résultats expérimentaux observés lors des deux campagnes de mesures est donnée à la Figure 3.14.

La Figure 3.14(a) représente pour les six longueurs de cordeau détonant les Spectres de Réponse au Choc évalués au départ de l'accélération mesurée au nœud 11 dans la direction

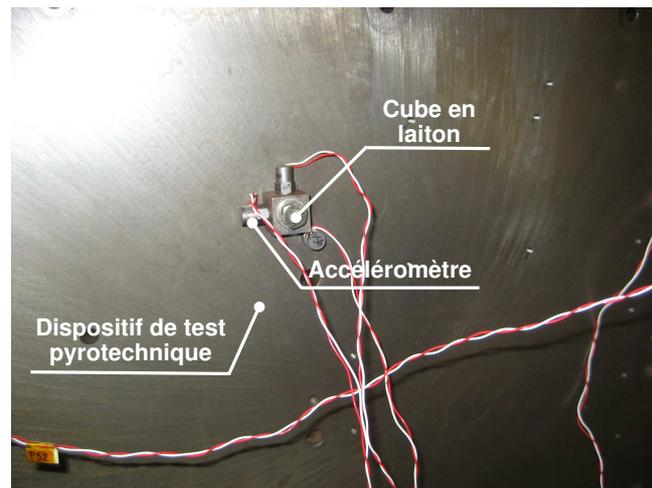


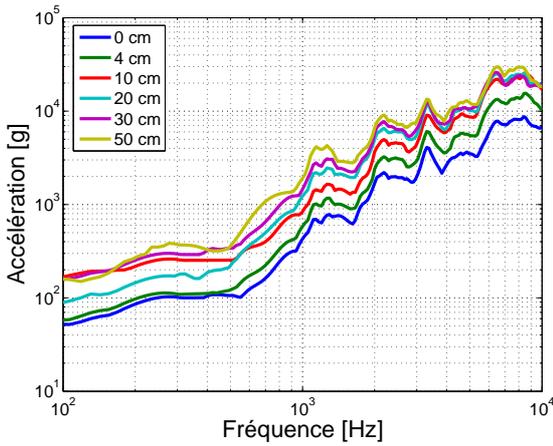
FIG. 3.13 – Cube utilisé pour mesurer les accélérations dans le plan de la plaque

perpendiculaire à la plaque. On constate logiquement une augmentation des amplitudes asymptotiques des SRC avec la longueur du cordeau détonant.

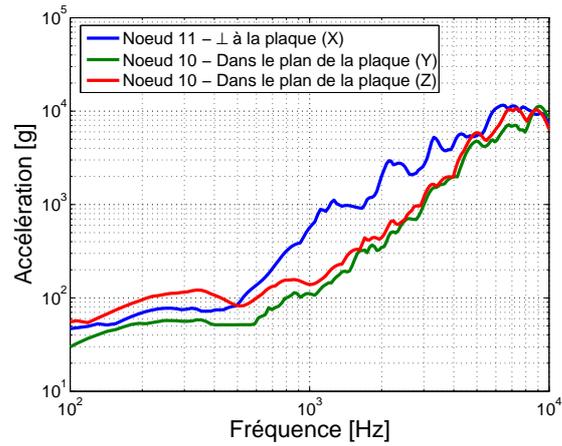
Pour 4 cm de cordeau détonant, la Figure 3.14(b) compare les SRC mesurés dans des directions croisées pour des points équidistants de la source pyrotechnique : nœud 11 suivant l'axe X (direction perpendiculaire à la plaque) et nœud 10 suivant les axes Y et Z (dans le plan de la plaque). On vérifie que le choc pyrotechnique injecte de l'énergie dans les trois directions orthogonales, le maximum étant toutefois atteint dans la direction perpendiculaire à la plaque.

La Figure 3.14(c) représente pour une longueur de cordeau détonant de 4 cm les SRC obtenus lors de deux tirs réalisés dans des conditions identiques. Les écarts moyens entre les SRC sont de l'ordre 2 dB ; valeur inférieure aux tolérances qui sont généralement admises pour les spécifications d'équipements électroniques (cf. section 2.3 du chapitre 2).

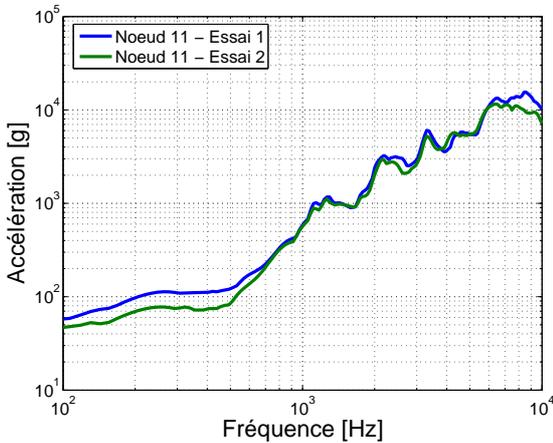
Figure 3.14(d) montre pour une longueur de cordeau détonant de 0 cm les SRC calculés au départ des sept accélérations mesurée perpendiculairement à la plaque lors de la première série de mesures. On observe que les niveaux vibratoires ne varient pas de manière significative d'un point à l'autre de la plaque.



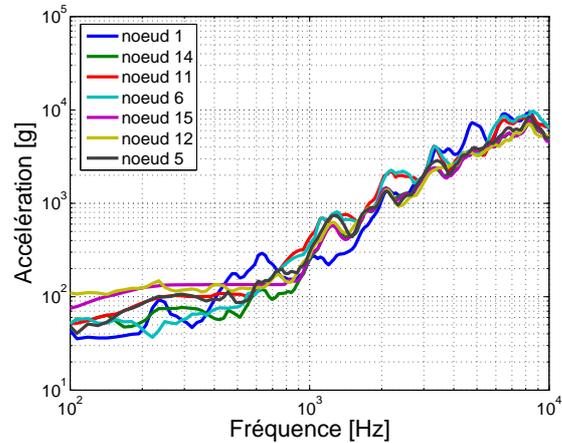
(a) Influence de la longueur du cordon explosif



(b) Influence de la direction de la mesure



(c) Répétabilité des mesures



(d) Influence de la localisation de l'accéléromètre

FIG. 3.14 – Principales observations expérimentales

3.3 Conclusions

Ce chapitre était dédié à la description des dispositifs de test pyrotechniques qui sont typiquement utilisés chez Thales Alenia Space Etca pour qualifier leurs équipements électroniques aux chocs pyrotechniques.

Nous y avons également présenté en détails les essais pyrotechniques que nous avons réalisés sur une configuration simple du dispositif de test : une plaque carrée en acier suspendue verticalement à une structure tubulaire. L'ensemble des mesures effectuées constituera la base de données expérimentales de référence qui sera exploitée tout au long des chapitres 6 et 5 qui seront consacrés à l'identification des chocs pyrotechniques.

Modélisation d'un dispositif de test simple plaque par une approche aux éléments finis

Sommaire

4.1	Introduction	35
4.2	Aperçu des modèles basses et hautes fréquences	36
4.3	Modèle éléments finis du dispositif simple plaque	38
4.3.1	Description du modèle éléments finis	38
4.3.2	Validation dans le domaine modal	41
4.3.3	Validation dans le domaine temporel	48
4.4	Conclusions	52

4.1 Introduction

L'objectif est ici la modélisation du comportement dynamique des dispositifs de test pyrotechniques qui sont classiquement employés par Thales Alenia Space Etca lors de leurs campagnes de qualification d'équipements électroniques.

Le plus souvent, l'un des principaux obstacles dans la modélisation de structures mécaniques réside dans l'identification de conditions aux limites appropriées. Le cas de figure le plus simple à traiter est évidemment celui où la structure peut être considérée comme en régime « libre – libre », c'est à dire non reliée au bâti, et donc non contrainte par des conditions aux limites.

Afin de limiter au maximum les sources d'incertitude liées aux conditions aux limites, nous avons considéré, dans un premier temps, la configuration la plus simple du dispositif de test, à savoir une plaque carrée suspendue verticalement au bâti. Cette configuration du dispositif de test est celle qui se rapproche le plus de condition « libre-libre ».

Après un état de l'art succinct sur les principales méthodes existantes pour modéliser le comportement dynamique d'une structure à basse et à haute fréquence, nous détaillerons les deux

modèles éléments finis du dispositif de test que nous avons développés, et nous les validerons dans les domaines modal et temporel.

4.2 Aperçu des modèles basses et hautes fréquences

Pour des configurations simples du dispositif de test pyrotechnique, comme les plaques ou les poutres, plusieurs auteurs, tels que Hampton et al. [HAM06] et Saïd [SAI98], proposent des modèles analytiques ou semi-analytiques pour décrire le comportement dynamique de la structure. Ces modèles s'appuient essentiellement sur la théorie de la propagation des ondes dans les milieux élastiques continus. L'inconvénient de ces approches analytiques est qu'elles ne sont pas évidentes à implémenter pour des configurations complexes du dispositif pyrotechnique.

La méthode aux Éléments Finis et la méthode aux Éléments Frontières sont les outils numériques les plus conventionnels pour décrire le comportement vibratoire d'une structure soumise à une sollicitation quelconque [ZIE89, LAM99]. Ces méthodes, dites « déterministes », sont classiquement utilisées pour modéliser des phénomènes physiques à basse fréquence et perdent de leur efficacité à haute fréquence. En effet, lorsque la fréquence augmente, les longueurs d'onde qui sont associées aux ondes se propageant dans la structure diminuent. Par conséquent, le nombre d'éléments finis utilisé pour décrire le comportement dynamique de la structure doit augmenter significativement étant donné que la taille maximale des éléments est guidée par la longueur d'onde minimale susceptible de se propager dans la structure. Comme traditionnellement, la taille des éléments est choisie de telle manière à respecter un nombre de six éléments par longueur d'onde [BOD01], ces méthodes déterministes conduisent à des maillages de taille prohibitive.

Lorsqu'un système est soumis à des excitations mécaniques et/ou acoustiques hautes fréquences, des méthodes de calcul spécifiques sont nécessaires pour simuler son comportement dynamique. Les méthodes reposant sur le principe de conservation de l'énergie vibratoire fournissent une alternative remarquablement efficace pour cette catégorie de problèmes. Plusieurs approches de type énergétique sont actuellement développées, comme par exemple la méthode EFEM (Energy Finite Element Method) qui consiste à résoudre une équation de type conduction de la chaleur en termes de densité d'énergie vibratoire [MOE01]. Leur application aux structures à deux dimensions est assez problématique, et celle à des structures complexes n'est pas envisageable dans l'immédiat [GUY82a, GUY82b, LJU85, BOU95]. A l'heure actuelle, seule la méthode SEA (Statistical Energy Analysis) permet de modéliser facilement le comportement vibratoire de structures complexes à haute fréquence [KEA05].

Le principe de la méthode SEA consiste à décrire la structure à analyser comme un assemblage de sous-systèmes qui transmettent, dissipent et absorbent de l'énergie vibratoire. En

pratique, cette méthode revient à calculer dans chaque bande de fréquences^a l'énergie moyenne de chacun des sous-systèmes à partir de la puissance qui y est injectée et des paramètres d'amortissement et de couplage. La formulation de la méthode SEA est basée sur les hypothèses d'équirépartition et de conservation de l'énergie : *en régime permanent, la puissance injectée dans un sous-système est égale à la puissance dissipée dans ce sous-système augmentée de la somme des puissances échangées avec les autres sous-systèmes* [BOD01, JAC95]. Chaque sous-système est représenté par un groupe de modes d'un même type (flexion, torsion, ...). Les modes de ces sous-systèmes sont supposés présenter des réponses comparables, être faiblement couplés avec les modes des autres sous-systèmes, et posséder des facteurs de perte par dissipation du même ordre de grandeur.

Le principal avantage de la méthode SEA par rapport aux méthodes déterministes du type éléments finis est le faible coût en temps de calcul pour simuler le comportement vibratoire à haute fréquence. En effet, le nombre d'équations à résoudre dans la méthode SEA ne dépend pas de la plus petite longueur d'onde se propageant dans la structure mais uniquement du nombre de sous-systèmes considérés pour la modéliser. De plus, comme les équations de la SEA sont des équations matricielles, et non différentielles comme c'est le cas en éléments finis, leur résolution est beaucoup plus aisée.

L'inconvénient de la méthode SEA est la difficulté d'identifier les paramètres du modèle (facteur de perte par dissipation, facteur de perte par couplage, densités modales, puissance injectée) pour lesquels il est difficile d'établir un lien direct avec les propriétés physiques de la structure telles que la masse volumique, le module d'élasticité de Young ou encore le rapport de Poisson. Pour des structures simplistes, on peut établir analytiquement des relations mathématiques permettant de calculer les facteurs de perte et les densités modales. Pour des structures plus complexes, comme par exemple l'habitacle d'une voiture, les paramètres du modèle SEA doivent être identifiés expérimentalement par l'application de la SEA inverse en mesurant les puissances injectées et les énergies vibratoires des différents sous-systèmes. La SEA inverse nécessite donc d'imposer une excitation connue dans toute la gamme de fréquences analysées, ce qui peut être limitatif pour des applications pyrotechniques pour lesquelles la gamme fréquentielle peut s'étendre au-delà de 10 kHz.

Un autre inconvénient majeur de la méthode SEA, et non des moindres, est la perte d'information sur la distribution spatiale de l'énergie vibratoire à l'intérieur de chaque sous-système. Par ailleurs, la méthode SEA fournit uniquement l'énergie moyenne dans chaque sous-système ; elle ne permet donc pas d'être directement utilisée pour simuler l'évolution temporelle d'une accélération qui est l'information indispensable pour le calcul des Spectres de Réponse aux Chocs [KEA05, BOR06].

^aHabituellement, on considère des bandes de tiers d'octave.

Plusieurs méthodes alternatives à la SEA ont été développées afin d'essayer de surmonter ses limitations. Dalton [DAL92, DAL99] propose des méthodes permettant la reconstruction du signal temporel à partir de la seule connaissance de la vitesse efficace d'un sous-système. Le principe de ces méthodes, appelées méthodes VMS (Virtual Mode Shape), consiste à construire des modes propres virtuels permettant de synthétiser la Fonction de Réponse en Fréquence « vitesse sur force » déduite du modèle SEA^b. Ces méthodes se basent sur une approximation de faible amortissement ; ainsi tous les modes propres du système sont supposés répondre en phase. Dans ce cas l'amplitude de la réponse en fréquence est calculée comme la somme des amplitudes des réponses de chaque mode propre.

Plusieurs auteurs, tels que Bodin et al. [BOD01, BOD02] et Borello et al. [BOR00, BOR05] proposent des méthodes qui combinent à la fois les avantages des méthodes dédiées aux basses fréquences (modèle éléments finis) et aux hautes fréquences (modèle SEA). Le contenu fréquentiel basse fréquence de l'évolution temporelle est simulé à l'aide d'un modèle éléments finis de la structure, tandis que le contenu fréquentiel à haute fréquence est décrit par un modèle SEA, couplé à un algorithme de reconstruction de phase, appelé *Local Random Phase Reconstruction*. Par ailleurs, Borello et al. [BOR05, BOR06] développent actuellement une nouvelle technologie SEA, baptisée SEA Virtuelle qui apporte une solution élégante à la sous-structuration qui n'est plus empirique mais assistée par des algorithmes informatiques « intelligents ». La SEA Virtuelle ouvre un vaste et prometteur champ d'investigation à la modélisation statistique des réponses dynamiques dans les moyennes fréquences en palliant aux limitations intrinsèques de la SEA.

En raison des difficultés de vérifier les hypothèses à la base des développements mathématiques et de donner une interprétation physique aux paramètres des modèles SEA et VMS, nous avons décidé dans le cadre de cette thèse de doctorat de considérer uniquement les méthodes déterministes pour décrire le comportement dynamique des dispositifs de test pyrotechniques utilisés par Thales.

4.3 Modèle éléments finis du dispositif simple plaque

4.3.1 Description du modèle éléments finis

La structure à modéliser est celle présentée à la section 3.2 du chapitre 3 et est composée d'une plaque carrée en acier, de dimensions 1 m x 1 m x 0.015 m, suspendue verticalement à un bâti au moyen d'élingues en acier (Figure 6.17).

^bLa Fonction de Réponse en Fréquence SEA fournit pour chaque sous-système la vitesse efficace pour chaque bande de fréquence analysée.

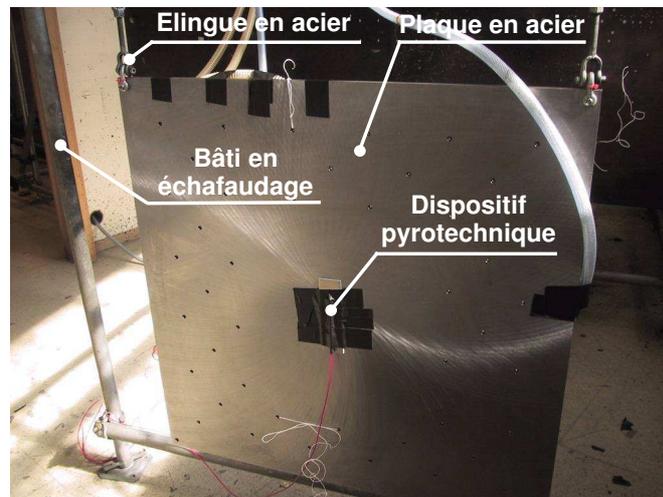


FIG. 4.1 – Dispositif expérimental à modéliser – Plaque suspendue

Le modèle dynamique de la structure a été construit à l'aide du logiciel aux éléments finis ANSYS 8.1. Deux modèles du dispositif de test ont été considérés : le premier utilise des éléments « brique », codifiés SOLID73 dans ANSYS ; et le second emploie des éléments « coque », codifiés SHELL63. Les éléments SOLID73 sont définis par 8 nœuds avec 3 degrés de liberté par nœud (3 translations), tandis que les éléments SHELL63 sont définis par 4 nœuds mais possèdent également 6 degrés de liberté par nœud. Une description détaillée des éléments SOLID73 et SHELL63 peut être trouvée dans le manuel d'utilisation du logiciel ANSYS [ANSYS].

La taille des éléments est un paramètre significatif dans la simulation et doit être choisie en fonction de la gamme fréquentielle que l'on souhaite analyser. Étant donné que les spécifications des équipements électroniques sont généralement définies dans la bande de fréquences [0 – 10 kHz], le modèle éléments finis devra pouvoir être capable de décrire avec précision le comportement vibratoire de la plaque dans cette même bande de fréquences.

Théoriquement, la taille des éléments doit être inférieure à la plus petite longueur d'onde des phénomènes vibratoires que l'on souhaite modéliser. Pour une plaque uniforme et infinie, la longueur d'onde λ associée aux ondes de flexion est donnée par [GOR82, GER93] :

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\pi}{f}} \left(\frac{D}{M_s} \right)^{1/4} \quad (4.1)$$

$$D = \frac{E h^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (4.2)$$

où M_s représente la masse surfacique, E le module d'élasticité de Young, ν le rapport de

TAB. 4.1 – Caractéristiques physiques de la plaque

Plaque en acier	
E	210 GPa
ρ	7800 kg/m ³
M	117 kg
ν	0.3
h	0.015 m
f	10 kHz
λ_c	0.121 m

poisson, h l'épaisseur de la plaque et f la fréquence de l'onde de flexion considérée.

Le maillage de la structure doit être définie de telle manière à avoir un nombre suffisant d'éléments par longueur d'onde. En conséquence, la taille des éléments va être étroitement liée à la gamme de fréquences que l'on souhaite analyser mais également du choix du type d'éléments utilisés pour modéliser la structure. En effet, dans le cas d'éléments de type « plaque », les fonctions de forme utilisées pour définir l'élément sont classiquement des polynômes d'interpolation cubiques, tandis que dans le cas d'éléments volumiques de type « brique » ou « tétraédrique » les fonctions de forme employées sont des polynômes d'interpolation linéaires. De ce fait, pour obtenir une précision équivalente, l'utilisation d'éléments volumiques pour modéliser la structure nécessitera une discrétisation plus fine que celle d'éléments de type « plaque ».

Étant donné que tous les enregistrements temporels exploités au cours des différentes campagnes de mesures ont été filtrés par un filtre *anti-aliasing*, nous pouvons définir une longueur d'onde « critique » λ_c correspondant à une onde de flexion de fréquence de 10 kHz^c. Les caractéristiques physiques de la plaque étudiée, ainsi que la longueur d'onde « critique » λ_c , sont renseignées au Tableau 4.1.

Quel que soit le type d'éléments utilisé pour décrire la plaque, nous avons définis le maillage de telle manière à respecter un nombre de 6 éléments par longueur d'onde critique λ_c . Nous avons ainsi considéré une grille de 56 x 56 éléments dans le plan de la plaque. Pour le modèle volumique, nous avons défini trois éléments selon l'épaisseur de la plaque.

^cCette fréquence de 10 kHz correspond à la fréquence de coupure du filtre *anti-aliasing* (cf. section 3.2 du chapitre 3).

L'identification des conditions aux limites constitue une difficulté importante dans la modélisation. Nous les avons décrites par des conditions de type « libre – libre » car c'est le cas le plus simple à traiter ne s'écartant pas trop des conditions réelles.

4.3.2 Validation dans le domaine modal

4.3.2.1 Identification des caractéristiques modales à partir du relevé expérimental des fonctions de réponse en fréquence de la plaque

Les modèles éléments finis de la plaque, présentés à la section précédente 4.3, peuvent être validés en comparant les propriétés modales issues du modèle à celles identifiées à partir de la mesure des Fonctions de Réponse en Fréquence (FRF) de la structure. Pour rappel, la Fonction de Réponse en Fréquence $H_{ij}(\omega)$ est le rapport, dans le domaine fréquentiel, entre la réponse mesurée $x_i(t)$ au nœud i lorsqu'on impose une excitation $f_j(t)$ au nœud j :

$$\left. \begin{array}{l} f_j(t) \xrightarrow{FFT} F_j(\omega) \\ x_i(t) \xrightarrow{FFT} X_i(\omega) \end{array} \right\} \Rightarrow H_{ij}(\omega) = \frac{X_i(\omega)}{F_j(\omega)}$$

En pratique, la Fonction de Réponse en Fréquence $H_{ij}(\omega)$ est évaluée à partir du rapport entre la densité spectrale de puissance $S_{XX}(\omega)$ de la réponse $x_i(t)$ et de la densité spectrale de puissance croisée $S_{XF}(\omega)$ entre la réponse $x_i(t)$ et l'excitation $f_j(t)$ [DEH01] :

$$\hat{H}(\omega) = \frac{S_{XX}(\omega)}{S_{XF}(\omega)} \quad (4.3)$$

De manière générale, la Fonction de Réponse en Fréquence $H_{ij}(\omega)$ peut être exprimée à partir des caractéristiques modales de la structure par la relation suivante [MAI97, CON00] :

$$H_{ij}(\omega) = \sum_{k=1}^N \frac{r_{ijk}}{j\omega - \lambda_k} + \sum_{k=1}^N \frac{r_{ijk}^*}{j\omega - \lambda_k^*} \quad (4.4)$$

où N désigne le nombre de modes propres de la structure dans la gamme de fréquences analysée. Pour un mode k , r_{ijk} et λ_k sont respectivement le résidu et le pôle. Le pôle λ_k est relié aux caractéristiques modales du mode k par l'intermédiaire de ses parties réelle $\Re(\lambda_k)$ et imaginaire $\Im(\lambda_k)$:

$$\Re(\lambda_k) = -\xi_k \omega_{0k} \quad (4.5)$$

$$\Im(\lambda_k) = \omega_{0k} \sqrt{1 - \xi_k^2} \quad (4.6)$$

où ω_{0k} et ξ_k représentent respectivement la pulsation propre non amortie et le degré d'amortissement réduit du mode k .

Si l'excitation s'effectue toujours au même nœud (autrement dit, à j constant), alors les résidus r_{ijk} sont proportionnels aux composantes du vecteur modal $\vec{\psi}_k$:

$$\begin{Bmatrix} r_{1jk} \\ \vdots \\ r_{ijk} \\ \vdots \\ r_{Njk} \end{Bmatrix} \propto \begin{Bmatrix} \psi_k^{(1)} \\ \vdots \\ \psi_k^{(i)} \\ \vdots \\ \psi_k^{(N)} \end{Bmatrix} \quad (4.7)$$

où $\psi_k^{(i)}$ désigne la i -ème composante du vecteur modal associé au mode propre k .

La plaque en acier a été maillée expérimentalement en 16 nœuds ; leur localisation est renseignée à la Figure 4.2. Les champs d'accélération ont été mesurés perpendiculairement à la plaque aux nœuds 1, 9 et 10 à l'aide d'accéléromètres piézoélectriques DYTRAN 3100B, de sensibilité nominale de 100 mV/g, fixés à la structure par aimantation^d. La sensibilité des accéléromètres a été actualisée à l'aide d'un calibrateur B&K 4294. Bien que la masse des accéléromètres n'influence théoriquement pas le comportement dynamique de la structure étant donné que leur masse totale n'excède pas 1 % de la masse de la plaque, nous les avons toutefois pris en considération dans notre modèle éléments finis par l'ajout aux nœuds correspondants d'une masse structurelle (éléments MASS21 dans ANSYS). En effet, l'ajout d'une masse modifie la structure à étudier et provoque une modification des fréquences propres du système qui va dans le sens d'une diminution.

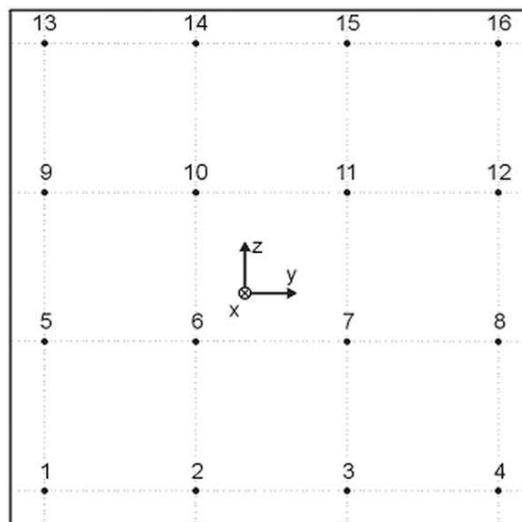


FIG. 4.2 – Discrétisation expérimentale de la plaque en acier

^dLa datasheet complète de l'accéléromètre DYTRAN 3100B est donnée à l'annexe C.

La plaque a été excitée en chacun des 16 nœuds prédéfinis à l'aide d'un marteau instrumenté d'un capteur de force DYTRAN 1061V2, de sensibilité égale à 888 N/V^e.

Nous disposons ainsi des réponses en fréquence entre 16 « Inputs » et 3 « Outputs », ce qui conduit à un total de 48 fonctions de réponse en fréquence. Pour les systèmes conservatifs linéaires, l'utilisation du principe de réciprocité de *Betty-Maxwell* permet d'invertir réponse et excitation ($H_{ij}(\omega) = H_{ji}(\omega)$) [MAI97]. On obtient donc un ensemble de 48 fonctions de réponse en fréquence entre trois points d'excitation et seize points de réponse.

Le système d'acquisition utilisé lors de ces mesures est un SCADAS III, piloté depuis le logiciel LMS Test.Lab. Les paramètres d'acquisition utilisés sont renseignés au Tableau 4.2.

TAB. 4.2 – Paramètres d'acquisition

Type d'excitation	impulsionnelle (au marteau)
Nombre d'accéléromètres	3
Gamme de fréquence	1024 Hz
Résolution fréquentielle	0.5 Hz
Nombre de moyennes	4
Fenêtrage d'entrée	rectangulaire
Fenêtrage de sortie	exponentiel

4.3.2.2 Outils de comparaison dans le domaine modal

Les outils de comparaison classiquement utilisés dans le cadre du traitement de données modales sont l'écart fréquentiel relatif et le critère MAC (Modal Assurance Criterion) [MAI97, CON00].

L'écart fréquentiel relatif entre les fréquences propres expérimentales et simulées est calculé de la manière suivante :

$$\Delta_k = \frac{|f_k^E - f_k^S|}{f_k^S} \quad (4.8)$$

où les indices ^E et ^S dénotent respectivement les données expérimentales et numériques du mode propre k .

^eLa datasheet complète de l'accéléromètre DYTRAN 1061V2 est donnée à l'annexe C.

La matrice MAC (Modal Assurance Criterion), aussi appelée matrice de corrélation modale, est souvent utilisée pour comparer deux séries de modes propres. La matrice de MAC associée à ces deux séries de modes propres est définie de la façon suivante : l'élément ij de la matrice MAC est égal au rapport entre d'une part, le carré du produit scalaire entre le vecteur i de la première série et le vecteur j de la seconde série, divisé par le produit du carré du module de chacun des deux vecteurs :

$$\text{MAC}_{ij} = \frac{\left(\{\psi_i^E\}^T \{\psi_j^S\} \right)^2}{\left(\{\psi_i^E\}^T \{\psi_i^E\} \right) \left(\{\psi_j^S\}^T \{\psi_j^S\} \right)} \quad (4.9)$$

où les vecteurs $\{\psi_i^E\}$ et $\{\psi_i^S\}$ représentent respectivement les modes propres expérimentaux et simulés.

Cette matrice permet de quantifier le degré de corrélation entre deux vecteurs par un seul nombre compris entre 0 et 1 :

- $\text{MAC}_{ij} = 1$ indique que le i -ème vecteur de la première série est colinéaire au j -ème vecteur de la seconde série, il y a donc une corrélation parfaite entre les deux modes propres ;
- $\text{MAC}_{ij} = 0$ indique que les deux vecteurs sont orthogonaux, les deux déformées modales sont différentes.

Dans la pratique, les coefficients de corrélation se situent entre ces deux valeurs extrêmes et on définit généralement des intervalles de proximité, étant bien entendu que la notion de correspondance doit évidemment inclure la proximité des fréquences propres : deux modes ne peuvent être appariés que si leurs fréquences propres sont voisines.

4.3.2.3 Résultats

Les fréquences de résonance f_k , les degrés d'amortissement réduits ξ_k et les vecteurs modaux $\{\vec{\psi}_k\}$ ont été identifiés à l'aide de la méthode LSCE (Least Square Complex Exponential) du logiciel **TestLab** de LMS. Les caractéristiques modales expérimentales identifiées ont été comparées à celles déduites du modèle éléments finis.

Le module d'élasticité de Young E à introduire dans le modèle éléments finis a été ajusté de telle manière à minimiser, au sens des moindres carrés, l'écart fréquentiel entre les modes propres appariés, c'est-à-dire les modes propres pour lesquels la valeur du MAC est supérieure à 0.6. La fonction erreur ϵ définie dans ce but est donnée par la relation suivante :

$$\epsilon = \sum_{k=1}^N |f_k^S - f_k^E|^2 \quad (4.10)$$

où f_k^E et f_k^S représentent respectivement les fréquences propres expérimentales et simulées et N est le nombre de modes propres appariés. Le Tableau 4.3 donne pour les modèles bidimensionnel (SHELL63) et tridimensionnel (SOLID73) les propriétés mécaniques de la plaque obtenues après recalage du module d'élasticité de Young E .

TAB. 4.3 – Propriétés mécaniques recalées de la plaque

	Modèle bidimensionnel	Modèle tridimensionnel
Module de Young E	204 GPa	207 GPa
Rapport de Poisson ν	0.33	0.33
Masse volumique ρ	7800 kg/m ³	7800 kg/m ³

Les 16 premiers modes propres qui sont corrélés avec un MAC supérieur à 0.6 et avec un écart fréquentiel relatif inférieur à 10 % sont donnés aux Tableaux 4.4 et 4.5 respectivement pour les modèles bidimensionnel et tridimensionnel. Pour ces 16 modes, le degré d'amortissement réduit moyen est de 0.15 %, moyenne à laquelle correspond un écart-type de 0.09 %. Ces faibles valeurs sont en accord avec la réalité physique d'une structure purement métallique en régime libre-libre et dissipant donc peu d'énergie.

Les modèles bidimensionnel et tridimensionnel conduisent à des résultats équivalents et permettent de simuler avec une précision suffisante le comportement dynamique de la plaque dans la gamme fréquentielle [0 – 1000 Hz]. Toutefois, d'un point de vue coût en ressources informatiques, le modèle bidimensionnel est à privilégier car il permet de réduire significativement les temps de résolution. En effet, pour le modèle tridimensionnel, 9408 éléments (soit 12996 nœuds) sont nécessaires pour décrire la plaque, contre 3844 éléments (soit 3969 nœuds) pour le modèle bidimensionnel.

L'identification des propriétés modales est rendue plus difficile à haute fréquence en raison, d'une part d'une discrétisation fréquentielle moins fine, et d'autre part d'une densité modale élevée. Pour information, la densité modale η des ondes de flexion pour des plaques homogènes est donnée par la relation suivante [MOE00] :

$$\eta = \frac{kS}{2\pi c_g} = \frac{k^2 S}{4\pi \omega} = \frac{\pi S}{\omega \lambda^2} \quad (4.11)$$

où k représente la partie réelle du nombre d'onde de flexion à la pulsation ω , S la surface de la plaque, c_g la vitesse de groupe des ondes de flexion se propageant dans la plaque à la pulsation ω et λ est la longueur d'onde correspondante. Pour une plaque carrée en acier, de

TAB. 4.4 – Correspondance modale – Modèle bidimensionnel

f_k^E (Hz)	f_k^S (Hz)	Δ_k (%)	MAC
47	50	4.45	0.99
92	89	3.14	0.85
124	128	3.57	0.69
230	226	1.75	0.89
237	235	0.99	0.96
282	284	0.51	0.99
446	452	1.15	0.84
495	485	2.12	0.79
561	564	0.67	0.98
599	598	0.22	0.67
633	619	2.23	0.80
737	733	0.67	0.64
756	756	0.12	0.85
768	785	2.17	0.72
795	796	0.04	0.85
899	896	0.38	0.62

TAB. 4.5 – Correspondance modale – Modèle tridimensionnel

f_k^E (Hz)	f_k^S (Hz)	Δ_k (%)	MAC
47	50	4.51	0.99
92	90	2.54	0.85
124	128	3.56	0.69
230	227	1.23	0.89
237	234	1.24	0.95
282	284	0.68	0.99
446	454	1.70	0.8
495	485	1.98	0.79
561	561	1.97	0.98
599	595	0.66	0.70
633	619	2.31	0.80
737	734	0.51	0.64
756	755	0.19	0.85
768	786	2.29	0.70
795	791	0.56	0.93
899	892	0.75	0.62

dimensions 1 m x 1 m x 0.015 m, la vitesse de groupe c_g^f est égale à 2433 m/s et le nombre d'onde k ($= 2\pi/\lambda$) est égal à 51.65 rad/m; ces valeurs conduisent à une densité modale de 0.0212 mode/Hz.

Bien que nos résultats ne permettent de valider nos modèles éléments finis que jusqu'à 1000 Hz, nous avons néanmoins émis l'hypothèse qu'ils pouvaient être extrapolés à plus hautes fréquences, en particulier jusqu'à 10 kHz^g. Rappelons que le choix de cette fréquence s'explique par le fait que tous les enregistrements temporels que nous avons exploités sont filtrés par un filtre *anti-aliasing* de fréquence de coupure de 10 kHz.

4.3.3 Validation dans le domaine temporel

L'objectif de ce paragraphe est de valider dans le domaine temporel nos deux modèles par comparaison des champs d'accélération expérimentaux et simulés, résultant de l'application d'une force connue.

4.3.3.1 Définition d'indicateurs statistiques de correspondance entre SRC

Afin de vérifier et de quantifier, sur base des Spectres de Réponse au Choc, la correspondance entre les champs d'accélération mesurés et ceux issus des simulations, nous avons défini quelques indicateurs statistiques :

- $\Delta_i(f)$, qui représente l'écart absolu à la fréquence f entre le SRC mesuré et le SRC simulé au nœud i :

$$\Delta_i(f) = |SRC_i^{th}(f) - SRC_i^{exp}(f)| ;$$

- $\mu(\Delta_i)$ et $\sigma(\Delta_i)$, qui correspondent respectivement à la moyenne et à l'écart-type associés à l'évolution fréquentielle de l'indicateur $\Delta_i(f)$:

^fLa vitesse de groupe c_g représente la vitesse de transport de l'énergie par l'onde et est définie comme étant la dérivée de la pulsation ω par rapport au nombre d'onde k : $c_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}$. Dans le cas d'une plaque homogène, la vitesse de groupe c_g vaut deux fois la vitesse de phase c_p qui est exprimée comme le rapport entre la pulsation ω de l'onde et le nombre d'onde k [MOE00]. La vitesse de phase c_p n'est rien d'autre que la vitesse à laquelle la phase d'une onde monochromatique se propage dans l'espace.

^gCette hypothèse n'a de sens que si la taille des éléments est choisie de manière à respecter un nombre suffisant d'éléments par longueur d'onde.

$$\mu(\Delta_i) = \frac{\sum_{f=1}^N \Delta_i(f)}{N}$$

$$\sigma(\Delta_i) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{f=1}^N (\Delta_i - \mu(\Delta_i))^2}$$

où N représente le nombre d'échantillons du vecteur fréquentiel.

Une autre approche intéressante consiste à définir une bande d'« admissibilité » dans laquelle on souhaite voir s'inscrire le SRC issu du modèle. Dans le cadre de nos validations, nous avons considéré une largeur de bande de 3 dB (soit 1.5 dB de part et d'autre du SRC expérimental). L'introduction de cette bande d'« admissibilité » conduit à la constitution d'indices statistiques supplémentaires (Figure 4.3) :

- δ^+ , qui représente le pourcentage du SRC numérique, associé au nœud i , se trouvant au-dessus de la zone d'« admissibilité » ;

$$\delta_i^+ = 100 \frac{N^+}{N},$$

où N^+ correspond au nombre d'échantillons excédant la zone d'« admissibilité » par les valeurs supérieures ;

- δ^- , qui représente le pourcentage du SRC numérique, associé au nœud i , se trouvant en-dessous de la zone d'« admissibilité » ;

$$\delta_i^- = 100 \frac{N^-}{N},$$

où N^- correspond au nombre d'échantillons excédant la zone d'« admissibilité » par les valeurs inférieures ;

Afin d'avoir une vue synthétique sur l'ensemble des nœuds traités, nous avons défini trois indicateurs statistiques « globaux » :

- $\mu_G(\Delta)$ et $\sigma_G(\Delta)$, qui représentent respectivement la moyenne et l'écart-type de la différence fréquentielle absolue entre les SRC expérimentaux et simulés considérés sur l'ensemble des nœuds traités expérimentalement :

$$\mu_G = \sum_i \frac{\mu(\Delta_i)}{N_{\text{SRC}}} \quad (4.12)$$

$$\sigma_G = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{SRC}} * N} \sum_i \sum_f (\Delta_i(f) - \mu_G)^2} \quad (4.13)$$

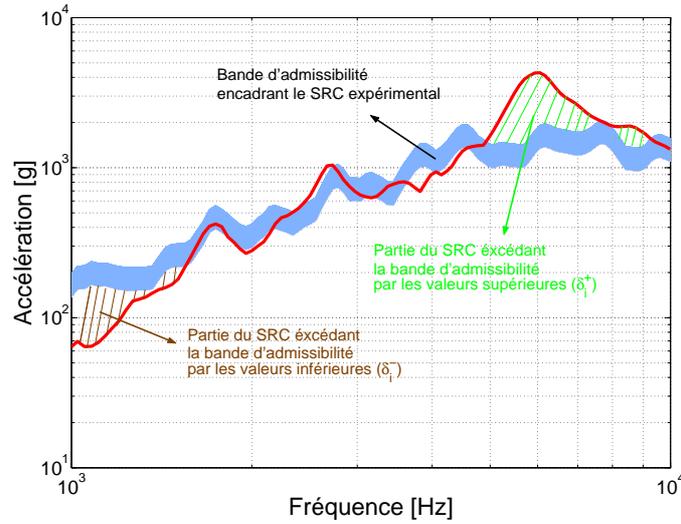


FIG. 4.3 – Représentation graphique des indicateurs statistiques δ_i^+ et δ_i^-

où N_{SRC} désigne le nombre de Spectres de Réponse au Choc qui ont été traités expérimentalement ;

- $S_{-1.5\text{dB}}$, qui désigne le pourcentage moyen, effectué sur l'ensemble des données, du SRC numérique situé en dehors de la bande d'« admissibilité » :

$$S_{-1.5\text{dB}} = \frac{1}{N_{\text{SRC}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{SRC}}} (\delta_i^+ + \delta_i^-)$$

Dans le cas des chocs pyrotechniques, ces indicateurs statistiques seront calculés sur base des données fréquentielles comprises entre 1 kHz et 10 kHz. En dessous de 1 kHz, les comparaisons entre l'expérience et la simulation sont rendues délicates à cause de la dérive de zéro qui pollue le SRC expérimental à basse fréquence, même après correction des signaux temporels (cf. section 2.2.4.5 du chapitre 2).

4.3.3.2 Résultats des simulations numériques

L'excitation a été appliquée perpendiculairement à la plaque au droit du nœud 1 (Figure 4.2) au moyen d'un marteau instrumenté d'un capteur de force DYTRAN 1061V2^h. Les réponses vibratoires ont été relevées dans la direction perpendiculaire au plan de la plaque à l'aide d'accéléromètres répartis uniformément en 15 points de la plaque : du nœud 2 au nœud 16.

Le système d'acquisition est composé de deux cartes Nicolet (BE 493 XE et BE 494 XE) connectées en parallèle et comportant chacune 8 canaux. Le matériel Hardware nous permet ainsi d'enregistrer simultanément au maximum seize évolutions temporelles. Dans le cas

^hLa datasheet complète de l'accéléromètre DYTRAN 1061V2 est donnée à l'annexe C.

présent, les 16 canaux sont utilisés : 15 canaux pour les relevés accélérométriques et 1 canal pour le capteur de force.

La force d'excitation mesurée a été modélisée par un profil de force idéalisé, de forme triangulaire, tel que celui représenté à la Figure 4.4.

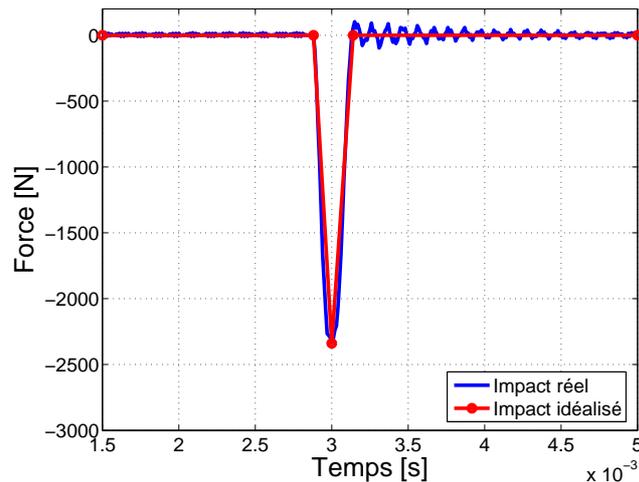


FIG. 4.4 – Force d'excitation mesurée

La méthode d'intégration par superposition modale a été retenue dans ANSYS pour simuler les réponses transitoires de la structure. Le choix du nombre de modes propres à inclure dans l'analyse dynamique dépend principalement du contenu fréquentiel de la sollicitation. Plus le chargement est rapide (choc, explosion,...) et plus le nombre de modes propres à inclure est important. Étant donné que les accélérations que nous avons mesurées sont filtrées par un filtre *anti-aliasing* de fréquence de coupure de 10 kHz, nous nous sommes limité dans notre analyse numérique aux modes propres balayant la gamme de fréquences [0 – 10 kHz]. Cette fréquence limite de 10 kHz permet dès lors de définir le pas d'intégration. Pour obtenir une solution numérique stable, il est vivement conseillé de prendre un pas d'intégration satisfaisant la condition suivante [LAM00] :

$$\Delta t \leq \Delta t_{cr} = \frac{T}{10}$$

où T est la plus petite période des phénomènes physiques présents. Dès lors, nous avons utilisé dans nos simulations numériques un pas d'intégration de :

$$\Delta t = \frac{1}{10000 * 10} \text{ s} = 10^{-5} \text{ s}$$

Les effets dissipatifs ont également été pris en compte en introduisant dans le modèle

éléments finis un degré d'amortissement réduit constant ξ de 0.15%ⁱ pour l'ensemble des modes propres.

Le Tableau 4.6 donne les valeurs des indicateurs statistiques globaux μ_G , σ_G et $S_{-1.5\text{dB}}$ obtenues sur base des cinq impacts que nous avons réalisés. Cette étude comparative montre que les modèles bidimensionnel et tridimensionnel conduisent à des résultats sensiblement identiques. Bien que plus de 30 % du SRC simulé se trouve en dehors de la bande d'« admissibilité », l'écart fréquentiel moyen μ_G est inférieur à la valeur seuil de 3 dB. Ces imperfections du modèle peuvent s'expliquer par l'utilisation d'un profil idéalisé pour décrire l'excitation mais aussi par les incertitudes liées, d'une part aux conditions aux limites, et d'autre part aux propriétés physiques (module d'élasticité de Young, ...) et géométriques de la plaque (épaisseur, ...). De plus, les erreurs expérimentales, liées à la chaîne de mesure, viennent perturber la comparaison simulation-expérience. Nous considérerons néanmoins que les modèles bidimensionnel et tridimensionnel permettent de reproduire de manière acceptable le comportement vibratoire de la plaque jusqu'à 10 kHz.

Les Figures 4.5 et 4.6 montrent respectivement pour les modèles bidimensionnel et tridimensionnel quelques exemples de comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés.

Bien que le SRC soit l'outil numérique le plus abondamment utilisé pour quantifier un environnement vibratoire, la comparaison entre SRC n'est pas un critère suffisant pour valider le modèle car, comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 2 à la section 2.2.4.4, différents profils d'accélération peuvent conduire à un SRC identique. C'est pourquoi, il est conseillé de vérifier que les modèles permettent de reproduire correctement les champs d'accélération expérimentaux. Les Figures 4.7 et 4.8 présentent respectivement pour les modèles bidimensionnel et tridimensionnel l'évolution temporelle, ainsi que le spectre fréquentiel en bande de 1/3 d'octave, des champs d'accélération mesurés et simulés en quelques nœuds. La comparaison des différentes évolutions temporelles semble montrer que l'amortissement introduit dans le modèle est légèrement trop élevé. Néanmoins la qualité des résultats obtenus permet de conclure que nos modèles éléments finis décrivent de manière fiable le comportement vibratoire de la plaque dans la bande de fréquences [0 – 10 kHz]. Ces conclusions sont cohérentes avec celles obtenues à partir des comparaisons dans le domaine modal.

4.4 Conclusions

Ce chapitre avait pour objet la modélisation du dispositif de test pyrotechnique de référence, à savoir une plaque carrée en acier suspendue verticalement à une structure tubulaire. Deux

ⁱCette valeur correspond à la valeur moyenne mesurée dans la bande de fréquences [0 – 1 kHz] (cf. section 4.3.2.3).

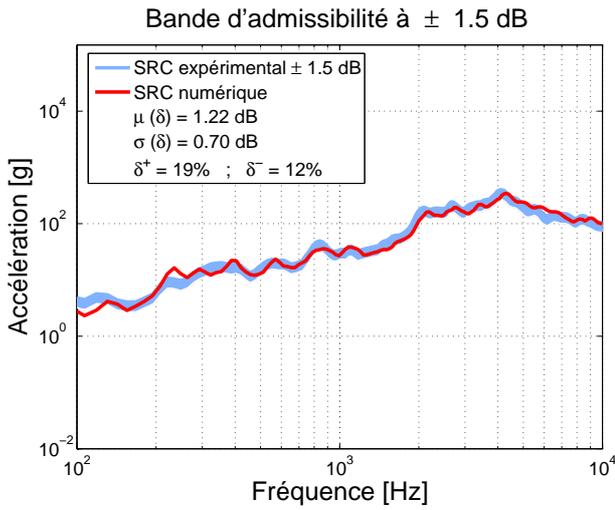
TAB. 4.6 – Comparaison des indicateurs statistiques globaux pour les différents essais réalisés

Modèle bidimensionnel			
Impact	μ_G (dB)	σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)
1	1.35	0.96	31.6
2	1.27	1.01	31.3
3	1.33	1.16	34.9
4	1.36	1.15	35.9
5	1.27	0.97	31.5
Moyenne	1.32	1.05	33.04
Modèle tridimensionnel			
Impact	μ_G (dB)	σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)
1	1.29	1.02	33.9
2	1.28	0.96	31.6
3	1.26	1.12	33.5
4	1.35	1.06	33.4
5	1.24	1.11	32.6
Moyenne	1.28	1.05	33.0

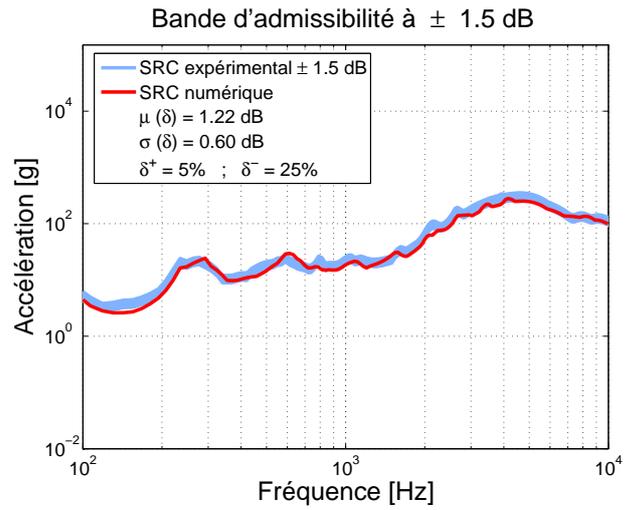
modèles éléments finis ont été envisagés : un modèle **bidimensionnel** utilisant des éléments de type « coque » et un modèle **tridimensionnel** employant des éléments de type « brique ». Pour ces deux modèles, nous avons défini la taille du maillage de telle manière à respecter, pour la plus haute fréquence contenue dans les signaux temporels traités, un nombre de six éléments par longueur d'onde de flexion.

Les deux modèles éléments finis ont été recalés et validés dans le domaine modal, et jusqu'à une fréquence de 1 kHz, sur base de la comparaison entre les propriétés modales (fréquences et modes propres), identifiées expérimentalement à partir du relevé de fonctions de réponse en fréquence, et celles calculées à partir du modèle.

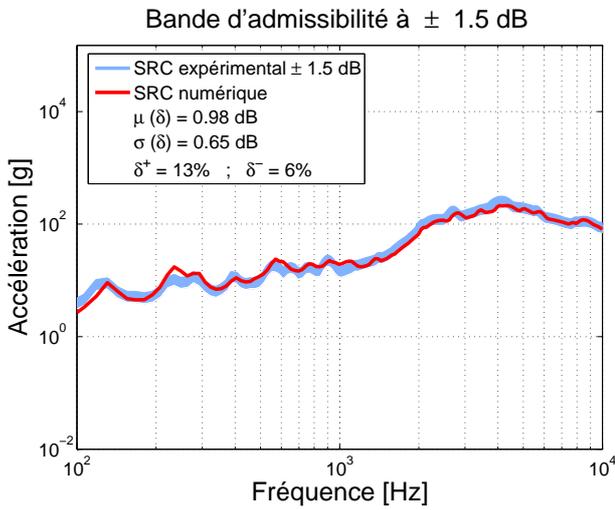
L'introduction d'indicateurs statistiques de correspondance entre deux séries de SRC nous a permis également de valider ces deux modèles dans le domaine temporel. Les différentes comparaisons que nous avons effectuées entre les SRC expérimentaux et simulés ont montré que les modèles éléments finis bidimensionnel et tridimensionnel permettent de reproduire, avec précision et de manière équivalente, le comportement vibratoire de la plaque dans la bande de fréquences [0 – 10 kHz].



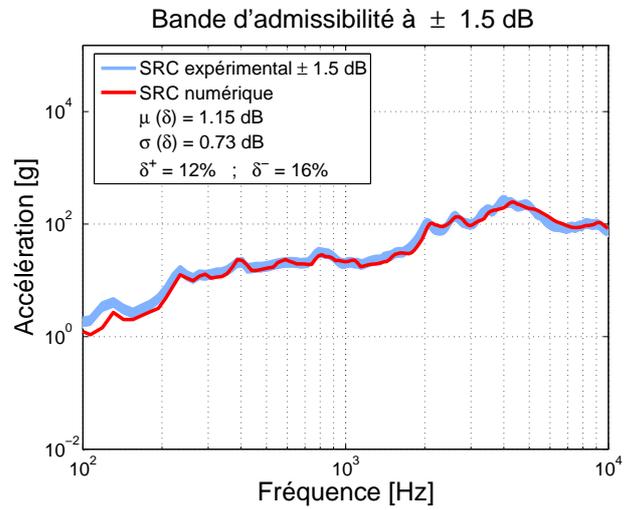
(a) Nœud 6



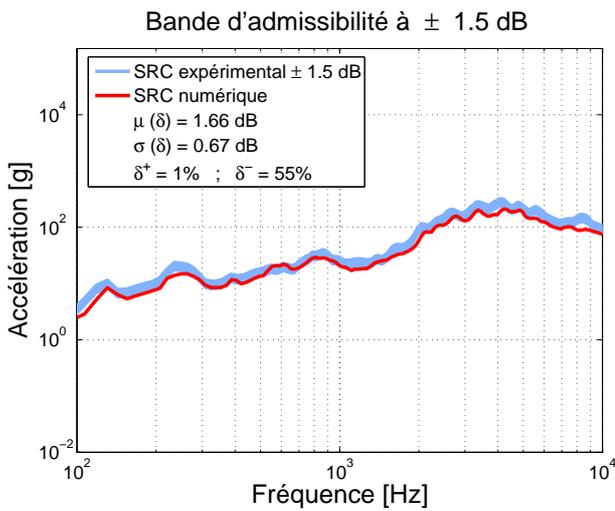
(b) Nœud 4 – Modèle bidimensionnel



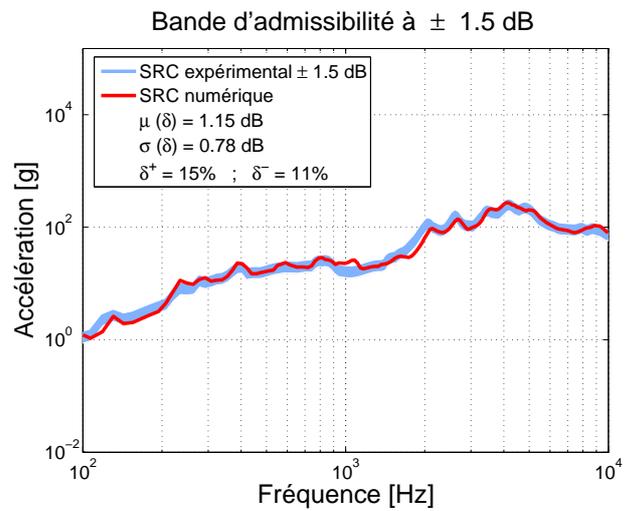
(c) Nœud 3 – Modèle bidimensionnel



(d) Nœud 15 – Modèle bidimensionnel

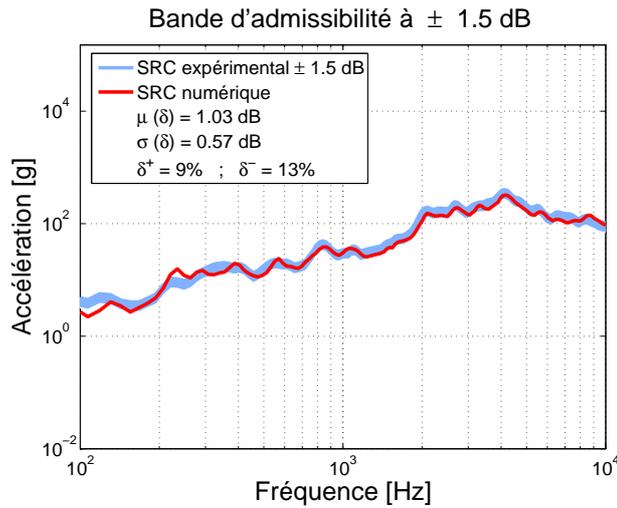


(e) Nœud 14 – Modèle bidimensionnel

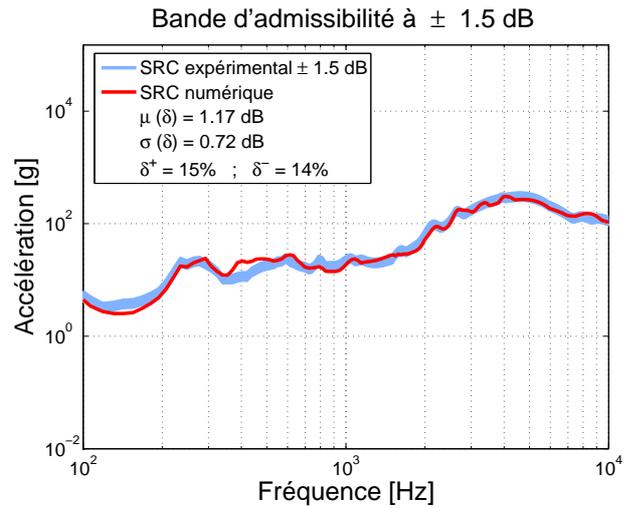


(f) Nœud 12 – Modèle bidimensionnel

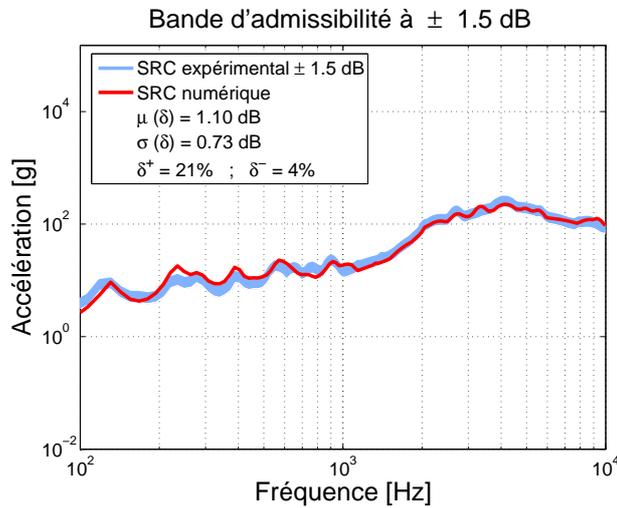
FIG. 4.5 – Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle **bidi-** mensionnel



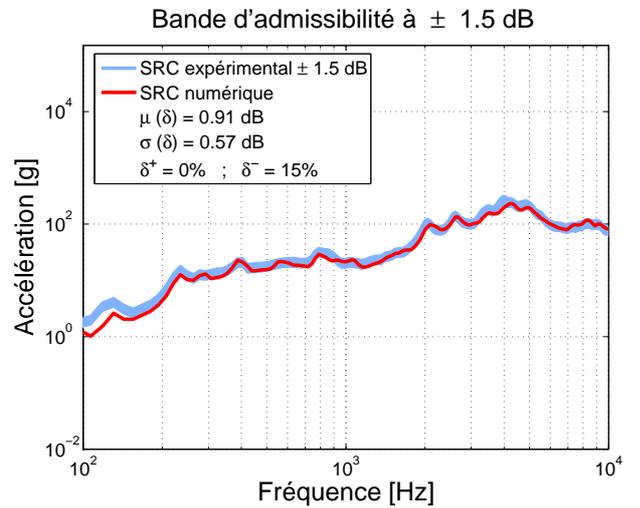
(a) Nœud 6 – Modèle tridimensionnel



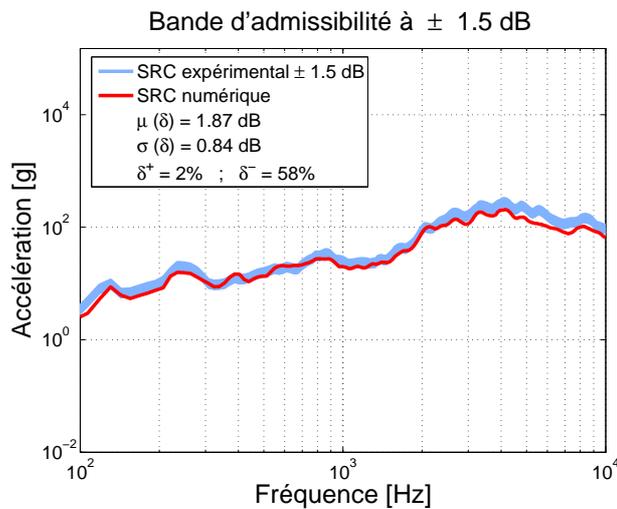
(b) Nœud 4 – Modèle tridimensionnel



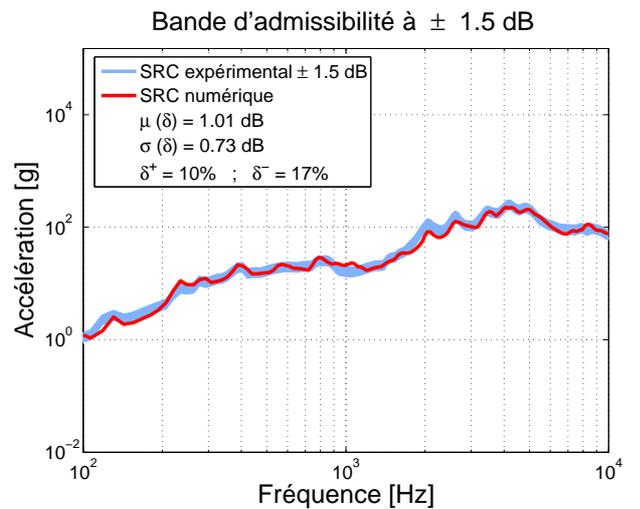
(c) Nœud 3 – Modèle tridimensionnel



(d) Nœud 15 – Modèle tridimensionnel

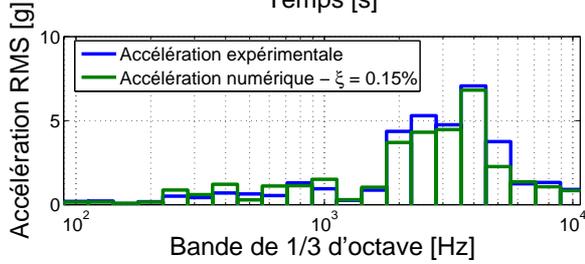
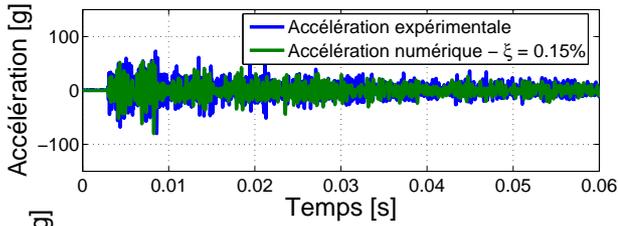


(e) Nœud 14 – Modèle tridimensionnel

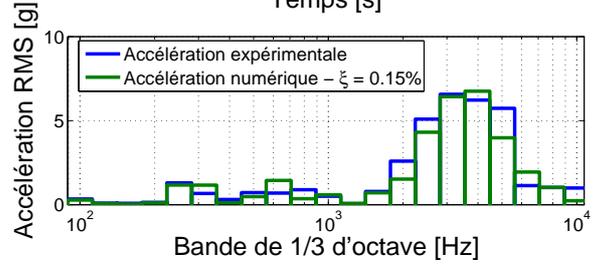
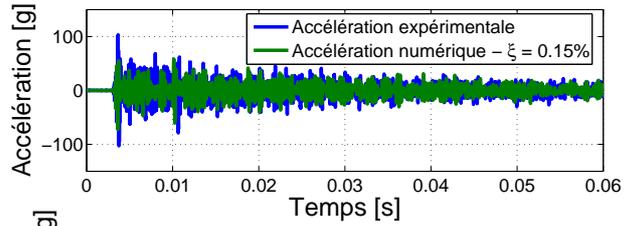


(f) Nœud 12 – Modèle tridimensionnel

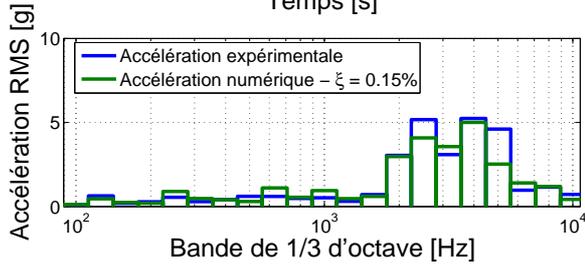
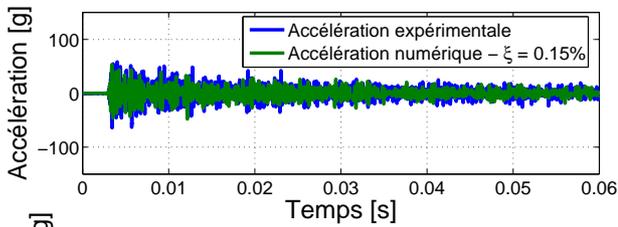
FIG. 4.6 – Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle **tridi-**mensionnel



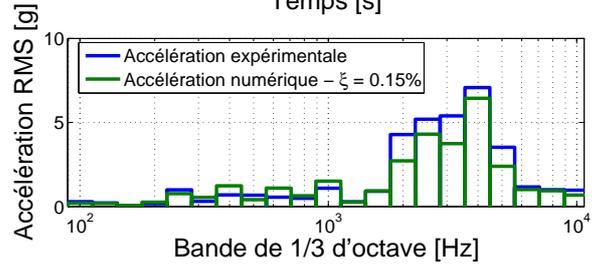
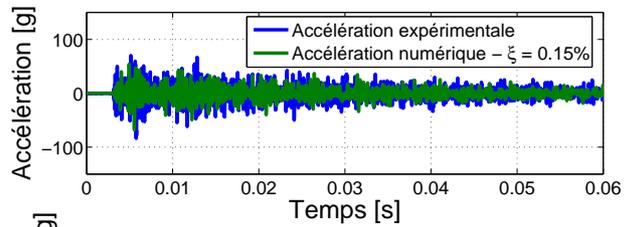
(a) Nœud 6 – Modèle bidimensionnel



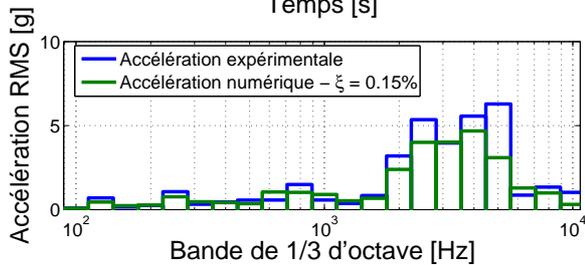
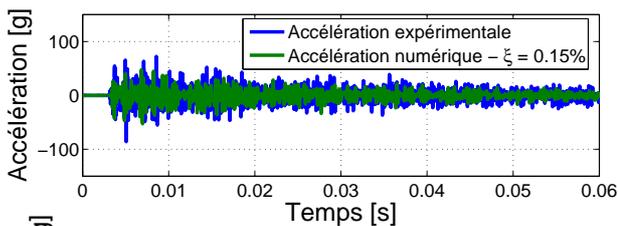
(b) Nœud 4 – Modèle bidimensionnel



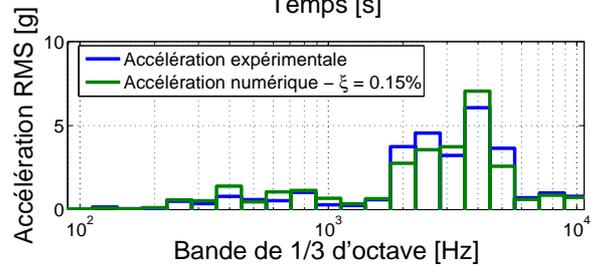
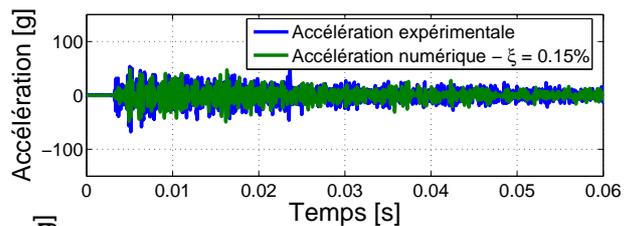
(c) Nœud 3 – Modèle bidimensionnel



(d) Nœud 15 – Modèle bidimensionnel



(e) Nœud 14 – Modèle bidimensionnel



(f) Nœud 12 – Modèle bidimensionnel

FIG. 4.7 – Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – Modèle bidimensionnel

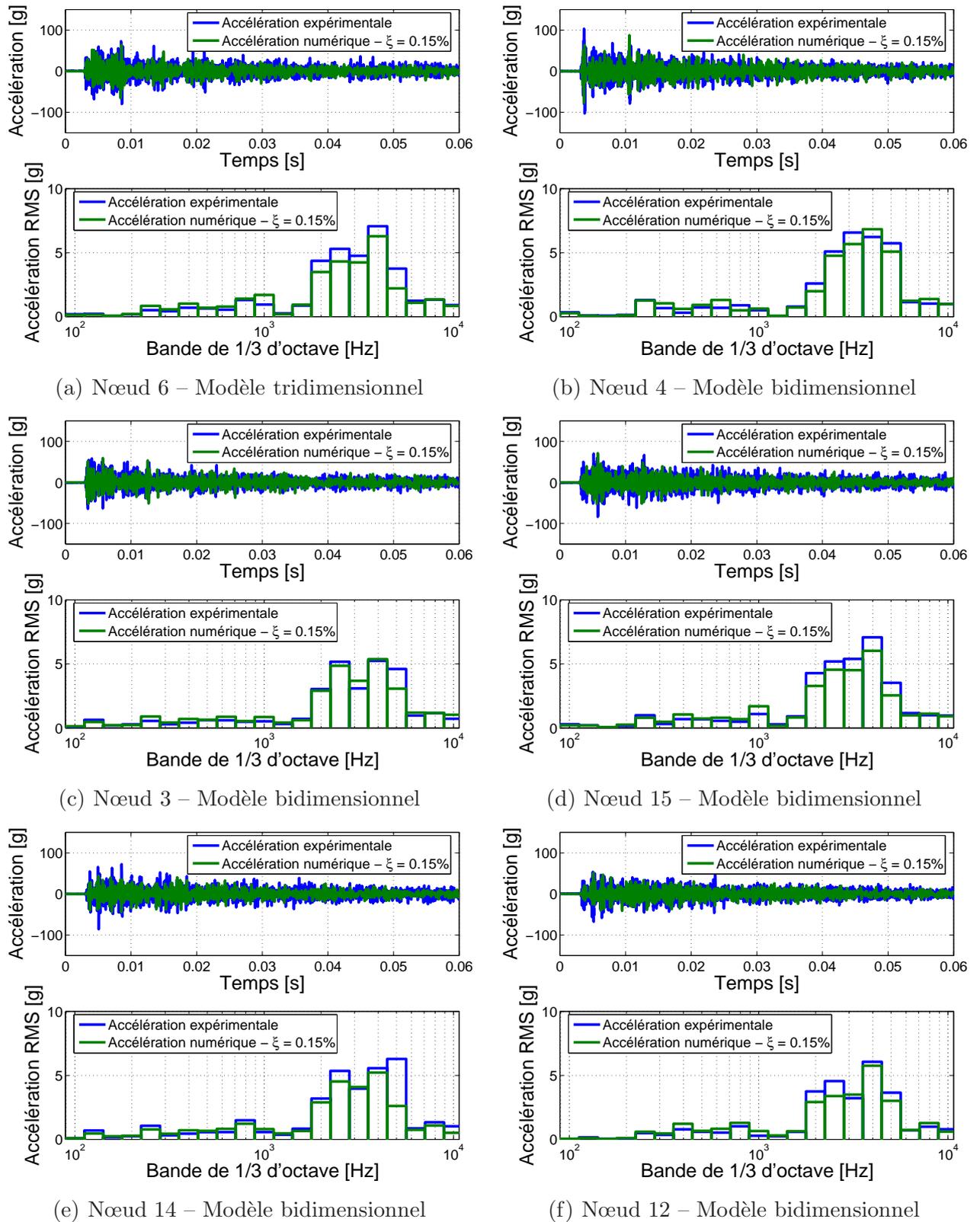


FIG. 4.8 – Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – Modèle tridimensionnel

Prédiction des niveaux vibratoires générés par des chocs pyrotechniques en utilisant une approche par Choc Mécanique Équivalent (CME)

Sommaire

5.1	Principe et définition du Choc Mécanique Équivalent (CME) . . .	59
5.2	Identification du CME unidimensionnel	63
5.3	Simulation des niveaux vibratoires dans le plan de la plaque . . .	70
5.4	Choc Mécanique Équivalent tridimensionnel	72
5.4.1	Définition du Choc Mécanique Équivalent tridimensionnel	72
5.4.2	Identification du Choc Mécanique Équivalent tridimensionnel	73
5.5	Etude de l'influence des cubes utilisés pour mesurer les accélérations dans le plan	79
5.5.1	Description des essais expérimentaux	80
5.5.2	Modélisation des cubes	83
5.5.3	Résultats numériques	84
5.6	Application du CME à d'autres configurations du dispositif de test pyrotechnique	87
5.7	Exploitation du modèle du CME	89
5.8	Conclusions	92

5.1 Principe et définition du Choc Mécanique Équivalent (CME)

Incontestablement, la difficulté principale dans la modélisation de chocs pyrotechniques réside dans la détermination d'une description mathématique cohérente des sources d'excitation en présence. Nous avons déjà évoqué que, dans le contexte de sollicitations pyrotechniques, les forces d'excitation sont inconnues car elles ne peuvent pas être directement mesurées en raison

de la nature explosive du phénomène. Celles-ci doivent donc être identifiées indirectement à partir de méthodes d'identification exploitant les réponses vibratoires expérimentales du système sur lequel elles sont appliquées.

De nombreuses investigations expérimentales [FIL99, ERI99, BAI79, SUT05, BAR03] ont montré que l'utilisation d'un dispositif d'impact métal-métal permet de reproduire en laboratoire les niveaux accélérométriques causés par les chocs pyrotechniques de champ **intermédiaire**^a : grande amplitude, courte durée, contenu fréquentiel élevé, SRC comparables avec une pente à basse fréquence de l'ordre de 12 dB par octave, . . . Ces observations nous ont amenés à essayer de remplacer le choc pyrotechnique proprement dit par un Choc Mécanique Équivalent (CME) de type métal-métal pour simuler les niveaux vibratoires générés par les chocs pyrotechniques.

Par définition, le Choc Mécanique Équivalent (CME) correspond à la force à injecter dans le modèle éléments finis au droit du nœud coïncidant avec le centre de la charge explosive pour obtenir un champ d'accélération équivalent à celui mesuré. Bien que physiquement un choc pyrotechnique soit une source d'excitation de nature tridimensionnelle, nous avons dans une première approche considéré un Choc Mécanique Équivalent agissant uniquement dans la direction **perpendiculaire** à la structure sur laquelle est appliqué le choc pyrotechnique. Cette hypothèse de travail n'est pas complètement dénuée de sens car l'énergie injectée par un choc pyrotechnique est prépondérante dans cette direction comme en attestent les résultats expérimentaux présentés à la section 3.2 du chapitre 3 (Figure 3.14(b)).

Différents profils d'impact peuvent être utilisés pour décrire le Choc Mécanique Équivalent : chocs demi-sinus, chocs de forme triangulaire ou de forme rectangulaire. Ces profils présentent l'avantage d'être entièrement décrits à l'aide uniquement de deux paramètres : la durée τ et l'intensité F_{\max} du choc. Pour une durée d'impact donnée τ , la forme du profil d'excitation n'a pas d'influence sur le calcul du SRC pour autant que l'impulsion, définie par l'intégrale $\int_0^\tau F dt$, soit égale pour tous les profils (Figure 5.1). La Figure 5.1(b) compare les Spectres de Réponse au Choc obtenus à partir de différents profils d'impact, tous caractérisés par une durée τ de 100 μs . Les SRC ont été calculés à partir du modèle éléments finis bidimensionnel du dispositif pyrotechnique simple plaque présenté à la section 4.3 du chapitre 4.

Dans la suite de ce travail, nous considérerons pour le CME exclusivement des profils triangulaires symétriques équivalents à ceux observés lors d'impacts au marteau. Le CME est donc complètement caractérisé par la connaissance de sa durée τ et de son intensité F_{\max} comme illustré à la Figure 5.2.

^aLes chocs pyrotechniques de champ intermédiaire correspondent à des chocs pour lesquels la distance entre la charge pyrotechnique et le capteur est supérieure à 15 cm [LAL99a, ERI99].

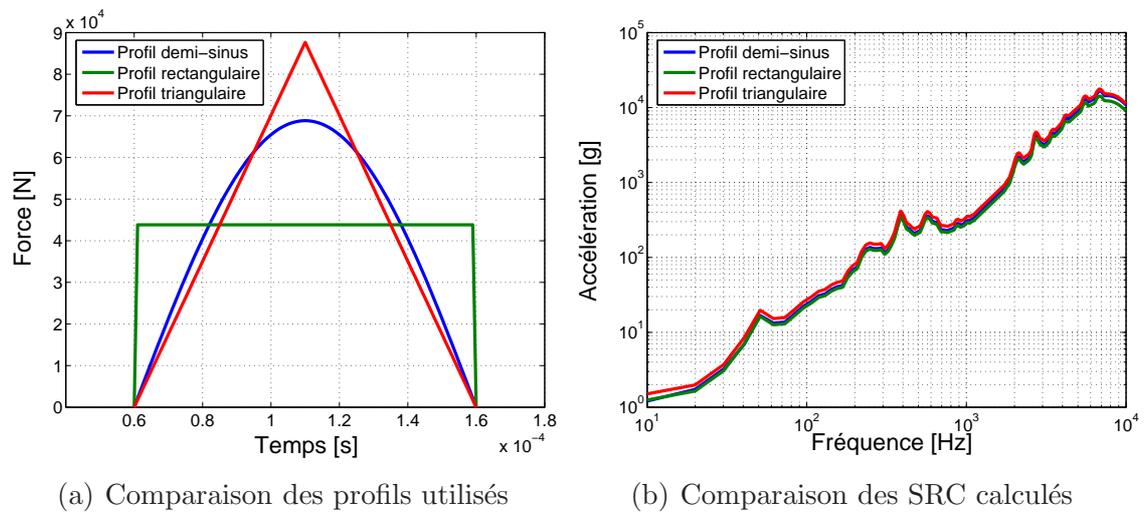


FIG. 5.1 – Influence du profil d’impact utilisé sur le calcul du SRC

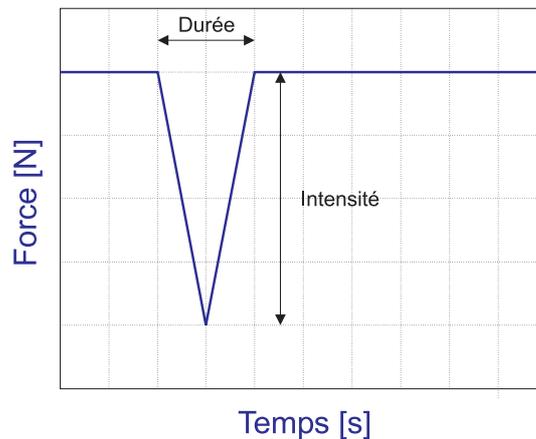


FIG. 5.2 – Définition du CME

Le problème de la recherche d’un CME est ainsi clairement posé : il s’agit d’identifier pour chaque configuration du dispositif de test pyrotechnique (longueur du cordeau détonant, nombre de plaques,...) l’intensité F_{\max} et la durée τ conduisant à un champ d’accélération équivalent à celui relevé expérimentalement. Les comparaisons entre les champs d’accélération mesurés et simulés sont classiquement menées à partir du SRC qui est l’outil mathématique le plus largement répandu pour caractériser l’environnement vibratoire d’un choc [LAL99a].

Les paramètres F_{\max} et τ sont déduits à partir d’un processus d’optimisation qui minimise au sens des moindres carrés la fonction erreur ϵ suivante :

$$\epsilon(F_{\max}, \tau) = \sum_f \sum_{j=1}^{N_{\text{SRC}}} \left| \text{SRC}_j^{\text{Exp}} - \text{SRC}_j^{\text{Num}}(F_{\max}, \tau) \right|^2 \quad (5.1)$$

Dans cette expression $\text{SRC}_j^{\text{Exp}}$ et $\text{SRC}_j^{\text{Num}}$ représentent le Spectres de Réponse au Choc associés respectivement au champ d'accélération mesuré et simulé au nœud j , N_{SRC} est le nombre de points de mesures sur le dispositif de test pyrotechnique et f la fréquence.

Une telle procédure d'identification peut rapidement devenir laborieuse et conduire à des temps de calcul prohibitifs. En effet, à chaque itération du processus d'optimisation, il est nécessaire d'évaluer le champ d'accélération à partir du modèle éléments finis. Afin de simplifier ce problème d'optimisation, nous avons discrétisé la durée du choc τ avec un pas de discrétisation fixé à $20 \mu\text{s}$ et nous avons considéré des durées s'étalant de 20 à $200 \mu\text{s}^{\text{b}}$. Le choix d'un pas de discrétisation de $20 \mu\text{s}$ se justifie simplement par le fait que l'ensemble des enregistrements temporels relevés lors de nos campagnes de tests pyrotechniques ont été systématiquement numérisés avec un pas d'échantillonnage h_s de $10 \mu\text{s}$ et qu'au minimum trois points sont nécessaires pour définir entièrement un triangle.

Pour chacune des valeurs de la durée τ , un SRC de référence a été calculé à partir des champs d'accélération simulés par le modèle éléments finis pour un choc mécanique d'amplitude **unitaire** agissant perpendiculairement à la plaque. Ensuite, pour chaque valeur de τ , l'intensité F_{\max} du choc a été ajustée de telle manière à reproduire, sur base de la comparaison entre SRC les niveaux d'accélération mesurés sur le dispositif expérimental. Compte tenu de la linéarité du système, la fonction erreur $\epsilon_{\tau}(F_{\max})$ définie dans ce but est donnée par :

$$\epsilon_{\tau}(F_{\max}) = \sum_{f=1 \text{ kHz}}^{10 \text{ kHz}} \sum_{j=1}^{N_{\text{SRC}}} \left| \text{SRC}_j^{\text{Exp}} - F_{\max} \text{SRC}_j^{\text{ref}} \right|^2 \quad (5.2)$$

Dans cette expression, le SRC de référence est dénoté par $\text{SRC}_j^{\text{ref}}$. Ce problème d'optimisation a été résolu par une méthode aux moindres carrés implémentée sous **Matlab** à l'aide de la routine *fminsearch* du toolbox **Optimization**.

Étant donné qu'à basse fréquence les réponses vibratoires issues de chocs pyrotechniques sont généralement perturbées par des problèmes de dérive de zéro, la procédure d'identification n'a été appliquée qu'à partir de 1 kHz .

Finalement, les caractéristiques du CME correspondent au couple de paramètres (F_{\max}, τ) pour lequel la fonction erreur $\epsilon_{\tau}(F_{\max})$ est minimale.

^bCes valeurs correspondent à l'ordre de grandeur que nous avons estimé à partir de la méthode d'identification s'appuyant sur l'analyse en ondelettes (section 6.6.3 du chapitre 6).

Cette procédure d'optimisation a été appliquée à la recherche de chocs mécaniques équivalents permettant de reproduire pour différentes configurations du dispositif de test pyrotechnique et pour différents niveaux d'excitation les Spectres de Réponse au Choc produits par un choc pyrotechnique. Les données expérimentales exploitées à cet effet sont celles que nous avons présentées à la section 3.2 du chapitre 3.

5.2 Identification du CME unidimensionnel

Le dispositif expérimental est une plaque carrée en acier suspendue verticalement à une structure tubulaire à l'aide d'élingues en acier. Le choc pyrotechnique est appliqué au centre de la plaque. L'ensemble des essais réalisés ont été répartis en deux séries de mesures : dans la première, les réponses vibratoires sont mesurées uniquement dans la direction perpendiculaire à la plaque, tandis que dans la seconde quelques réponses sont aussi relevées dans le plan à l'aide de cubes sur lesquels sont vissés les accéléromètres. La disposition des accéléromètres piézoélectriques est montrée aux Figures 3.11 et 3.12 respectivement pour les essais des séries 1 et 2. Nous avons exploité pour chaque série de mesures des longueurs du cordeau détonant variant de 0^c à 50 cm. L'ensemble des enregistrements temporels ont été échantillonnés à 100 kHz sur une durée de 0.0819 s (8192 échantillons) et ont été filtrés par un filtre *anti-aliasing* de fréquence de coupure de 10 kHz.

Dans un premier temps, nous avons exploité exclusivement les données expérimentales de la série 1 pour identifier les caractéristiques du CME car, tel que nous l'avons défini, le CME n'agit que perpendiculairement à la plaque.

Nous avons utilisé dans nos simulations numériques la méthode d'intégration par superposition modale pour évaluer les champs d'accélération. Les effets dissipatifs ont été pris en compte dans notre modèle éléments finis en attribuant à chaque mode propre un degré d'amortissement constant ξ de 0.15 % qui est la valeur moyenne mesurée dans la bande de fréquences [0 – 1 kHz]. Le modèle éléments finis utilisé pour décrire le comportement vibratoire de la plaque est le modèle bidimensionnel^d que nous avons décrit au chapitre 4.

Le Tableau 5.1 résume les caractéristiques du CME de référence pour les différents niveaux d'excitation considérés et donne les valeurs des indicateurs statistiques globaux μ_G , σ_G et $S_{-1.5\text{dB}}$, calculés sur bases des données fréquentielles comprises entre 1 kHz et 10 kHz^e. Ces résultats montrent que, quelle que soit la longueur du cordeau détonant, le CME identifié

^cRappelons qu'une longueur de cordon de 0 cm correspond au détonateur seul qui contient environ 1 g d'explosif (de la pentrite) pour déclencher l'explosion.

^dLe modèle bidimensionnel utilise des éléments de type « coque » (éléments **Shell163** dans **Ansys**).

^eEn dessous de 1 kHz, les comparaisons entre expérience et simulation sont délicates étant donné que le SRC expérimental est « pollué » à basse fréquence par une dérive de zéro.

permet de reproduire avec une précision suffisante dans la gamme fréquentielle [1 kHz – 10 kHz] les niveaux vibratoires générés par un choc pyrotechnique. En effet, les écarts moyens calculés entre les SRC expérimentaux et simulés sont largement inférieurs à la tolérance de 3 dB que nous nous sommes imposés.

TAB. 5.1 – Caractéristiques du CME unidimensionnel de référence

Longueur	F_{max} (N)	τ (μ s)	$F_{max} * \tau$ (Ns)	μ_G (dB)	σ_G (dB)	$S_{-1.5dB}$ (%)
0	83518	60	5.01	0.82	0.64	16
4 cm	129830	60	7.79	0.76	0.57	13
10 cm	203980	60	12.24	0.88	0.68	18
20 cm	199260	80	15.94	0.84	0.67	15
30 cm	191210	100	19.12	1.27	1.83	22
50 cm	240870	100	24.09	1.42	1.16	28

La Figure 5.3 montre l'évolution du produit $F_{max} * \tau$ en fonction de la longueur du cordeau détonant. Il apparaît que l'énergie injectée par le CME dans le système est correctement corrélée avec la quantité de charge explosive.

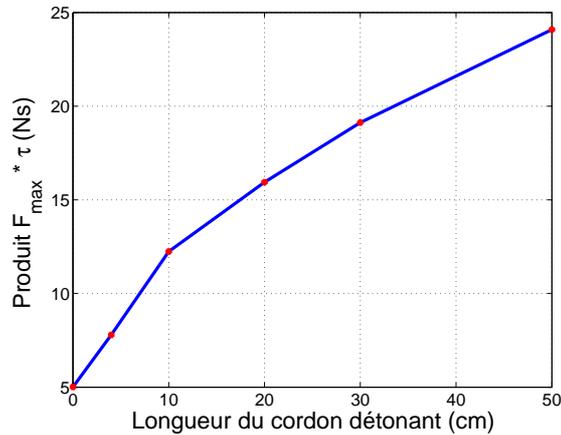


FIG. 5.3 – Évolution du produit $F_{max} * \tau$ en fonction de la longueur du cordeau détonant

Les indicateurs statistiques « locaux » calculés aux sept nœuds de mesure sont repris au Tableau 5.2 pour deux longueurs du cordeau détonant (0 et 20 cm).

Les Figures 5.4 et 5.5 montrent respectivement pour une longueur du cordeau détonant de 0 et 20 cm quelques exemples de comparaison entre SRC mesurés et simulés. Malgré que nous

TAB. 5.2 – Correspondance entre SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques « locaux »

	0 cm				20 cm			
	$\mu(\Delta_i)$	$\sigma(\Delta_i)$	$\delta_i^+(\%)$	$\delta_i^-(\%)$	$\mu(\Delta_i)$	$\sigma(\Delta_i)$	$\delta_i^+(\%)$	$\delta_i^-(\%)$
Nœud 1	1.31	0.75	36	5	0.97	0.61	21	0
Nœud 14	0.68	0.42	7	3	0.77	0.44	7	5
Nœud 11	0.71	0.40	6	2	0.57	0.36	0	0
Nœud 6	0.75	0.40	0	6	0.70	0.37	0	7
Nœud 15	0.71	0.46	11	0	0.83	0.46	12	4
Nœud 12	0.70	0.51	6	7	0.67	0.44	7	4
Nœud 5	0.95	0.54	3	20	1.25	0.69	0	38

ayons corrigé de manière systématique la dérive de zéro sur l'ensemble des signaux temporels, une surestimation des niveaux vibratoires expérimentaux subsiste en dessous de 1 kHz.

Bien que le SRC soit l'outil numérique le plus fréquemment utilisé pour quantifier un environnement vibratoire issu d'un choc, la comparaison entre SRC expérimentaux et simulés n'est pas un critère suffisant pour valider notre modèle du CME. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 2, le SRC est une transformation non-bijective : à un signal temporel donné est associé un unique SRC et à un SRC donné sont associés une infinité de signaux temporels. De par cette propriété du SRC, il faut s'assurer que le modèle permet également de reproduire les champs d'accélération mesurés. Les Figures 5.6 et 5.7 comparent en quelques nœuds les champs d'accélération relevés expérimentalement avec ceux calculés, respectivement pour des longueurs du cordeau détonant de 0 et 20 cm. La valeur efficace du champ d'accélération est relativement bien reproduite dans chaque bande de 1/3 octave.

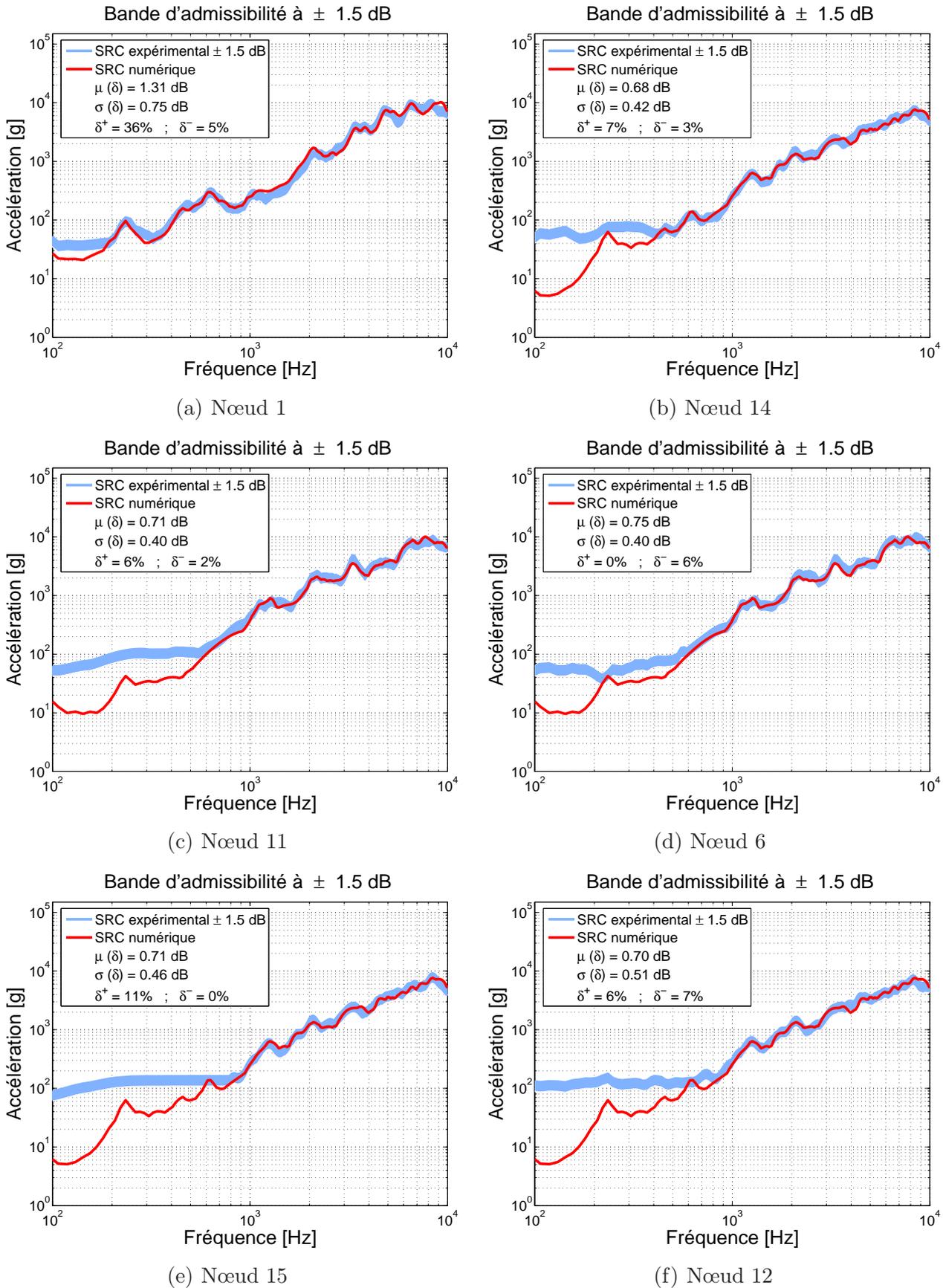


FIG. 5.4 – Comparaison entre SRC expérimentaux et simulés pour une longueur du cordeau détonant égale à 0 cm

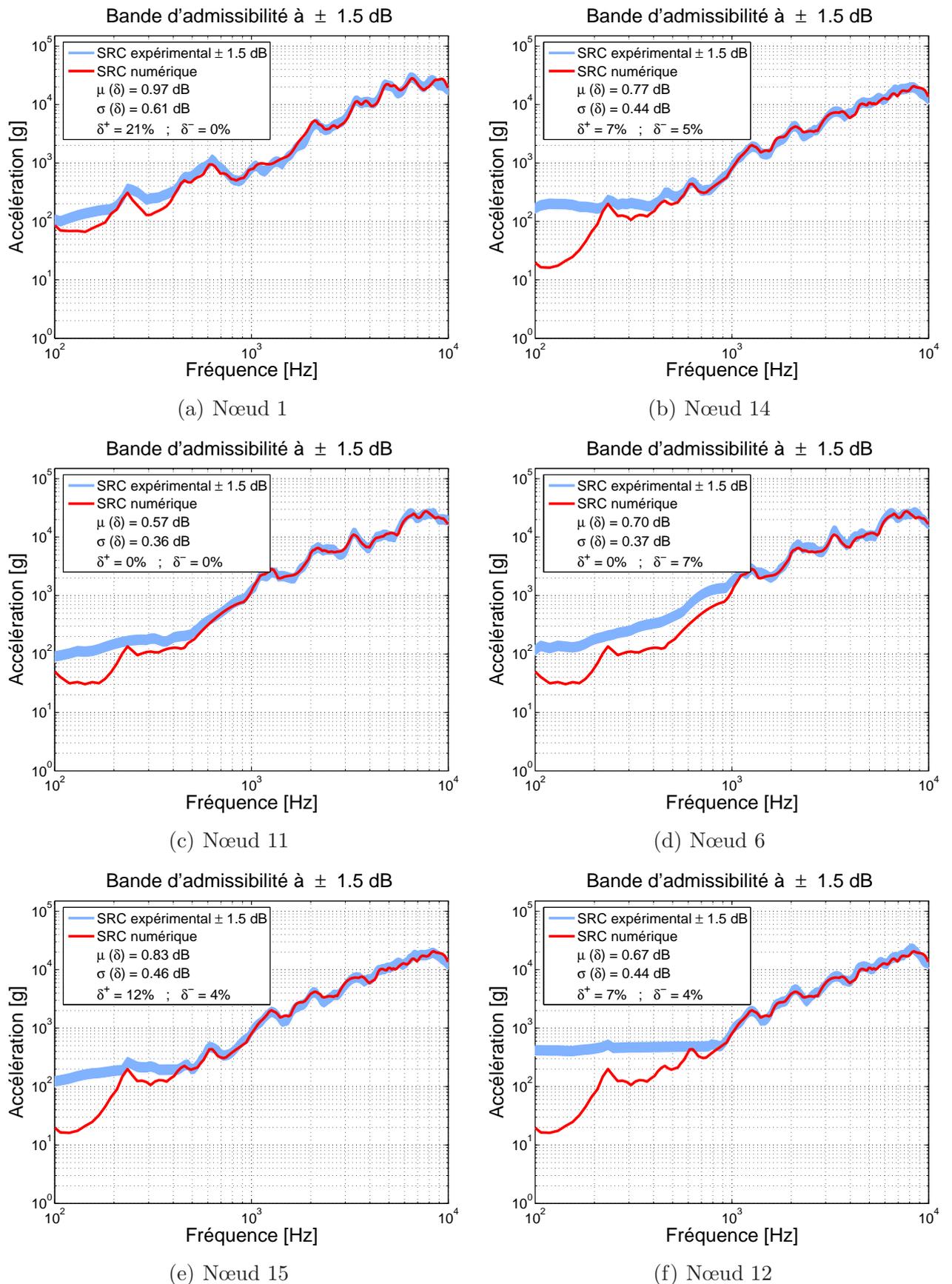


FIG. 5.5 – Comparaison entre SRC expérimentaux et simulés pour une longueur du cordeau détonant égale à 20 cm

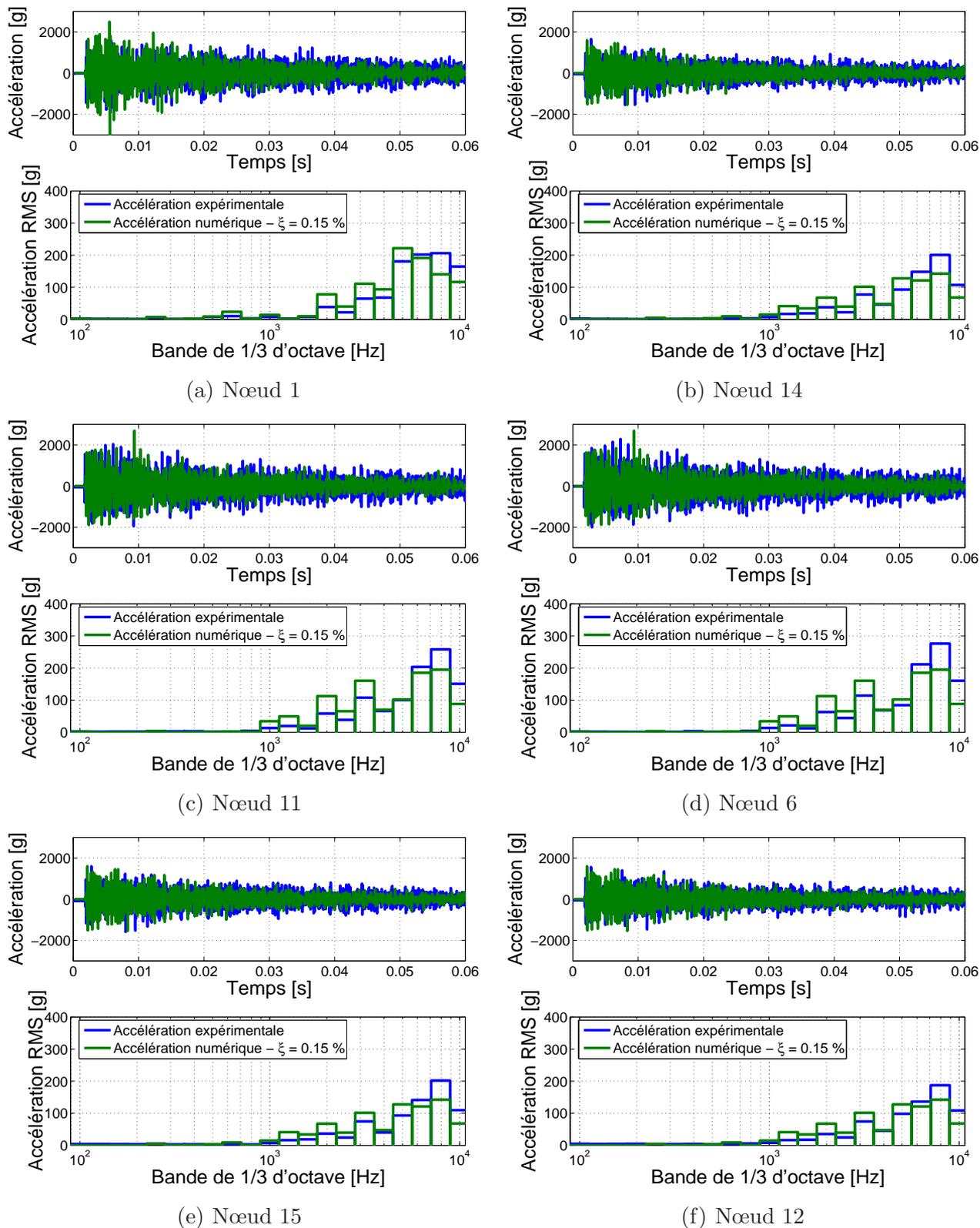


FIG. 5.6 – Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés pour une longueur du cordeau détonant de 0 cm

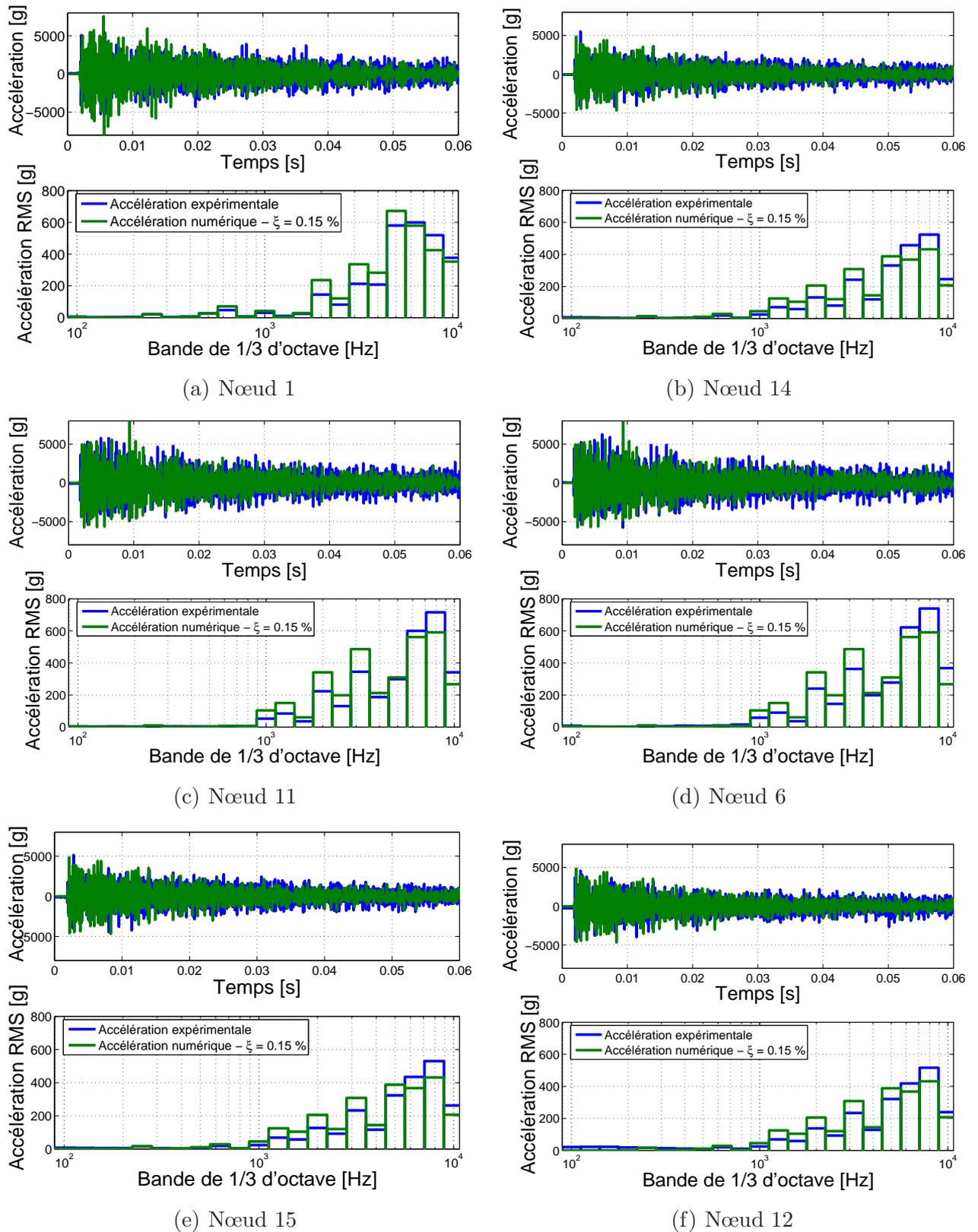


FIG. 5.7 – Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés pour une longueur du cordeau détonant de 20 cm

5.3 Simulation des niveaux vibratoires dans le plan de la plaque

Ce paragraphe a pour objectif d'analyser, à partir des données expérimentales de la série 2, l'influence du CME identifié à la section 5.2 sur les niveaux vibratoires dans le plan de la plaque. De par la nature tridimensionnelle du problème, nous avons utilisé pour nos simulations numériques le modèle volumique^f de la plaque qui a été décrit et validé au chapitre 4.

La Figure 5.8 compare, pour deux longueurs de cordeau détonant (0 et 4 cm), les niveaux vibratoires simulés à ceux relevés expérimentalement au nœud 11 dans la direction **perpendiculaire** à la plaque. Les écarts moyens entre les SRC mesurés et calculés sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus en considérant les enregistrements temporels de la série 1.

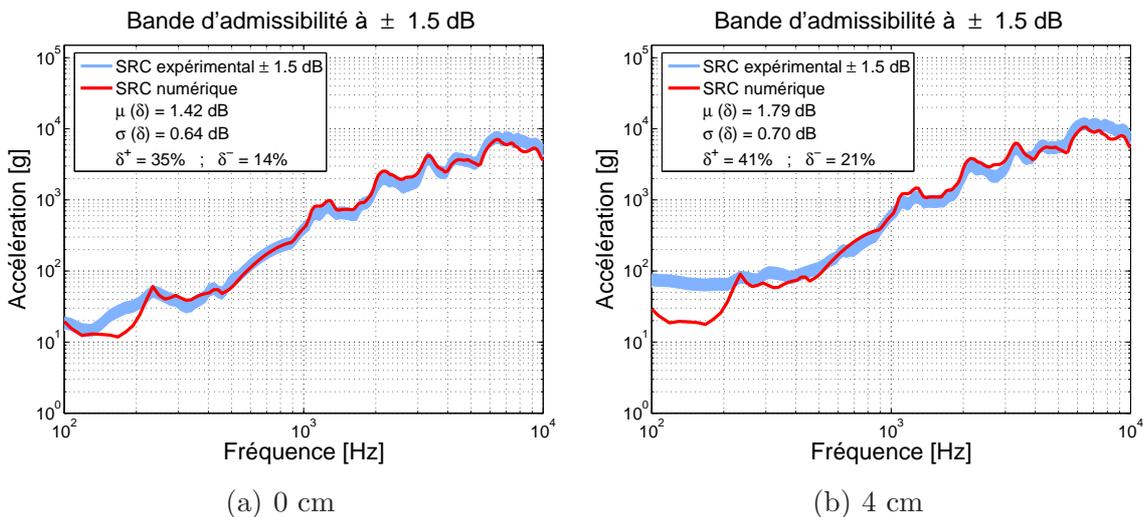


FIG. 5.8 – Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans la direction perpendiculaire à la plaque – Nœud 11 – Longueur du cordeau détonant de 0 cm

Les Figures 5.9 et 5.10 comparent les niveaux d'accélération mesurés et simulés dans le **plan** de la plaque au nœud 10 respectivement pour des longueurs du cordeau détonant de 0 et 4 cm. Comme on peut le constater, le choc mécanique unidimensionnel n'injecte pas une énergie suffisante dans le plan de la plaque et ne parvient en conséquence pas à reproduire les niveaux d'accélération dans ces directions. Étant donné qu'on ne peut pas artificiellement augmenter l'intensité du CME sans dégrader la qualité des résultats dans la direction perpendiculaire, il s'avère nécessaire d'étendre la définition du CME dans les trois directions orthogonales. Ce problème sera traité à la section 5.4.

^fLe modèle tridimensionnel utilise des éléments de type « brique » (éléments SOLID73 dans ANSYS).

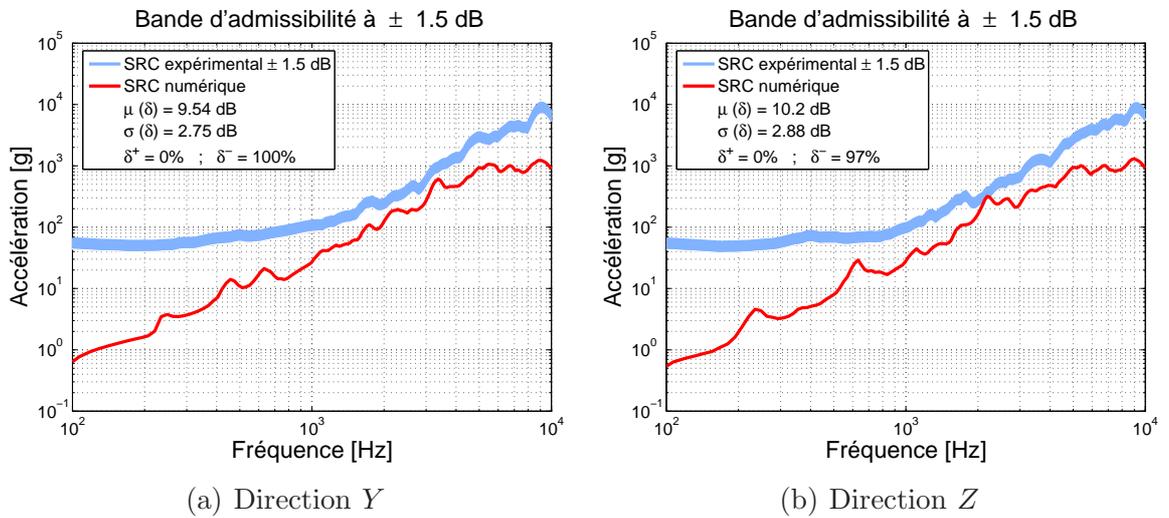


FIG. 5.9 – Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans le plan de la plaque – Nœud 10 – Longueur du cordeau détonant de 0 cm

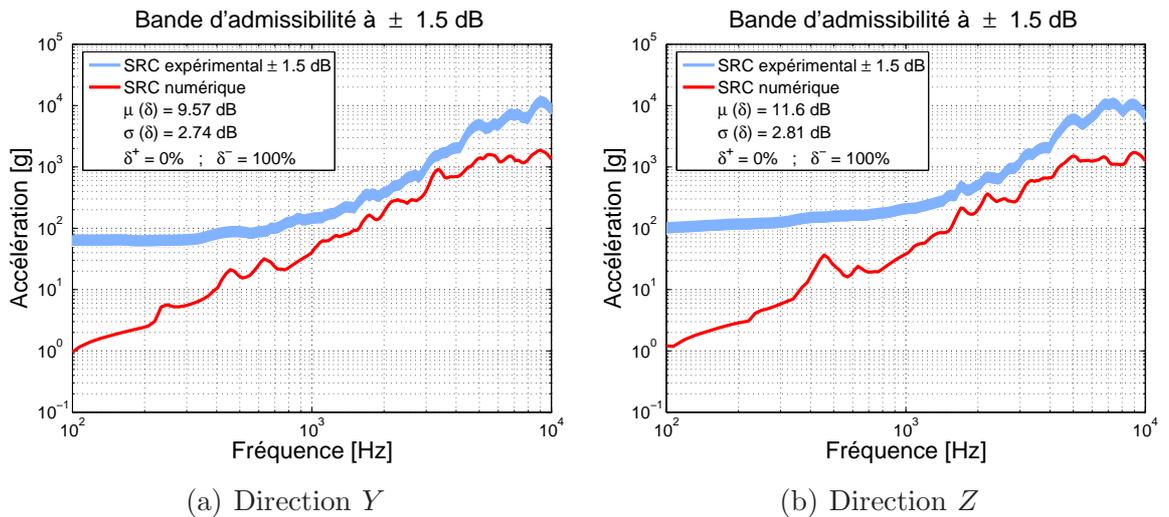


FIG. 5.10 – Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans le plan de la plaque – Nœud 10 – Longueur du cordeau détonant de 4 cm

5.4 Choc Mécanique Équivalent tridimensionnel

5.4.1 Définition du Choc Mécanique Équivalent tridimensionnel

Les résultats présentés à la section 5.3 ont montré que le CME ne permet pas de reproduire les niveaux vibratoires dans le plan de la plaque : les écarts entre les SRC expérimentaux et simulés sont de l'ordre de 10 dB. Cela peut se justifier par le fait que le CME, tel que nous l'avons défini, sollicite uniquement la structure perpendiculairement, et par conséquent n'injecte aucune énergie dans les deux autres directions. Une manière simple de pallier ce problème est de remplacer l'excitation réelle par une excitation équivalente définie par trois chocs mécaniques agissant simultanément dans les trois directions. Le profil utilisé pour chacun des trois chocs mécaniques est identique à celui retenu pour le CME unidimensionnel, à savoir un profil symétrique triangulaire.

Le problème de l'identification revient donc à rechercher pour chacun des trois chocs mécaniques la durée et l'intensité qui permettent de faire correspondre les Spectres Réponse au Choc à leur pendant numériques. Le nombre de paramètres à identifier est a priori de 6 : trois durées et trois intensités. Cependant, on peut raisonnablement admettre que la durée d'un choc pyrotechnique est identique dans les trois directions. Dès lors, nous avons choisi d'imposer une durée constante pour les trois chocs mécaniques et nous avons pris une valeur de $80 \mu s$, ce qui correspond à la valeur moyenne des durées identifiées à partir du CME unidimensionnel (Tableau 5.1).

Le problème de la recherche d'un CME tridimensionnel est ainsi clairement posé : il s'agit d'identifier pour chaque configuration du dispositif de test pyrotechnique les intensités F_{\max}^x , F_{\max}^y et F_{\max}^z conduisant à un champ d'accélération équivalent à celui relevé expérimentalement dans les trois directions orthogonales. Ces trois intensités peuvent être déduites à partir d'une méthode d'optimisation aux moindres carrés qui minimise la fonction erreur ϵ suivante :

$$\epsilon = \sum_f \sum_{j=1}^{N_{\text{SRC}}} \left| \text{SRC}_j^{\text{Exp}} - \text{SRC}_j^{\text{Num}}(F_{\max}^x, F_{\max}^y, F_{\max}^z) \right|^2 \quad (5.3)$$

Dans cette expression $\text{SRC}_j^{\text{Exp}}$ et $\text{SRC}_j^{\text{Num}}$ représentent les Spectres de Réponse au Choc associés respectivement au champ d'accélération mesuré et simulé au nœud j , N_{SRC} est le nombre de points de mesures sur le dispositif de test pyrotechnique et f la fréquence.

Nous pouvons simplifier cette procédure d'optimisation en exploitant les propriétés de linéarité du système. Nous avons, dans un premier temps, à partir du modèle éléments finis calculé trois champs d'accélération de référence correspondant chacun à un choc mécanique d'amplitude **unitaire** agissant dans une des trois directions :

$$\begin{aligned}
 (1, 0, 0) &\rightarrow (a_x^{F_x^{\text{ref}}}, a_y^{F_x^{\text{ref}}}, a_z^{F_x^{\text{ref}}}) \\
 (0, 1, 0) &\rightarrow (a_x^{F_y^{\text{ref}}}, a_y^{F_y^{\text{ref}}}, a_z^{F_y^{\text{ref}}}) \\
 (0, 0, 1) &\rightarrow (a_x^{F_z^{\text{ref}}}, a_y^{F_z^{\text{ref}}}, a_z^{F_z^{\text{ref}}})
 \end{aligned}$$

L'action combinée des 3 chocs mécaniques (F_x, F_y, F_z) conduit au champ d'accélération \vec{a} suivant :

$$\begin{aligned}
 \vec{a} &= \left[F_x a_x^{F_x^{\text{ref}}} + F_y a_x^{F_y^{\text{ref}}} + F_z a_x^{F_z^{\text{ref}}} \right] \vec{u}_x \\
 &+ \left[F_x a_y^{F_x^{\text{ref}}} + F_y a_y^{F_y^{\text{ref}}} + F_z a_y^{F_z^{\text{ref}}} \right] \vec{u}_y \\
 &+ \left[F_x a_z^{F_x^{\text{ref}}} + F_y a_z^{F_y^{\text{ref}}} + F_z a_z^{F_z^{\text{ref}}} \right] \vec{u}_z
 \end{aligned}$$

Les intensités F_x , F_y et F_z ont ensuite été ajustées, à l'aide de la routine *fminsearch* de `Matlab`, de telle manière à assurer la meilleure correspondance entre les SRC expérimentaux et simulés. L'intérêt de cette démarche est bien évidemment qu'elle ne nécessite que trois évaluations du champ d'accélération par le modèle éléments finis.

Comme pour le CME unidimensionnel, la procédure d'identification n'a été appliquée qu'à partir de 1 kHz afin de s'affranchir des problèmes de dérive de zéro qui affectent les données expérimentales à basse fréquence.

5.4.2 Identification du Choc Mécanique Équivalent tridimensionnel

La méthode d'identification du CME tridimensionnel a été appliquée à partir des enregistrements temporels mesurés lors des essais de la série 2.

Le Tableau 5.3 résume les caractéristiques du CME tridimensionnel pour les différents niveaux d'excitation considérés et donne les valeurs des indicateurs statistiques globaux μ_G , σ_G et $S_{-1.5\text{dB}}$. Les écarts moyens observés sont légèrement plus élevés que ceux obtenus pour le CME unidimensionnel (Tableau 5.1) mais restent néanmoins inférieurs à la tolérance de 3 dB que nous nous sommes imposée sauf pour des longueurs du cordeau détonant de 30 et 50 cm. L'intensité du choc dans les directions transversales est largement supérieure à celle du choc agissant perpendiculairement à la plaque. Cette observation est incontestablement en contradiction avec la réalité physique.

Par ailleurs, pour des longueurs du cordeau détonant supérieures à 4 cm, les intensités F_y et F_z des forces appliquées dans les directions transversales ne sont pas du même ordre de

grandeur. De par la symétrie du problème (plaque carrée et excitation ponctuelle au centre de la plaque), on s'attendrait intuitivement à retrouver cette symétrie dans les caractéristiques du CME tridimensionnel. Cette rupture de symétrie peu s'expliquer, d'une part, par l'orientation du détonateur sur la plaque, et d'autre part, par la disposition du cordeau détonant autour du détonateur (cf. section 3.1.2 du chapitre 3).

Bien que le CME tridimensionnel reproduit de manière « satisfaisante » les niveaux vibratoires dans les trois directions orthogonales de la plaque, il n'est pas aisé cependant de donner une interprétation physique réaliste de ses caractéristiques.

TAB. 5.3 – Caractéristiques du CME tridimensionnel

Longueur	F_x	F_y	F_z	μ_G (dB)	σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)
0 cm	24640	169200	141270	2.50	1.60	29
4 cm	39972	214640	244210	2.74	1.80	40
10 cm	78301	492800	66802	2.81	1.46	48
20 cm	109510	445170	-272140	2.86	1.19	49
30 cm	158240	453380	-331820	3.19	0.82	44
50 cm	185620	477470	-408480	3.49	0.64	54

Les indicateurs statistiques « locaux » calculés aux sept nœuds de mesure sont repris au Tableau 5.4 pour deux longueurs du cordeau détonant (0 et 30 cm).

TAB. 5.4 – Correspondance entre SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques « locaux »

	0 cm				30 cm			
	$\mu(\Delta_i)$	$\sigma(\Delta_i)$	δ_i^+ (%)	δ_i^- (%)	$\mu(\Delta_i)$	$\sigma(\Delta_i)$	δ_i^+ (%)	δ_i^- (%)
Nœud 1	2.25	1.08	24	45	2.46	1.82	19	35
Nœud 14	4.28	3.50	11	54	4.74	3.48	14	59
Nœud 11	1.72	0.94	27	23	1.45	0.88	23	21
Nœud 6	2.22	1.25	24	36	3.02	1.83	13	57
Nœud 15	2.03	1.21	18	43	4.29	2.66	6	69
Nœud 12	2.15	2.01	23	41	2.49	2.01	18	57
Nœud 5	2.85	2.45	32	46	3.88	3.24	25	64

La Figure 5.11 compare, pour deux longueurs de cordeau détonant (0 et 30 cm), les niveaux vibratoires simulés à ceux relevés expérimentalement au nœud 11 dans la direction **perpendiculaire** à la plaque. Les écarts moyens entre les SRC mesurés et calculés sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus en utilisant le CME unidimensionnel. L'introduction d'un CME tridimensionnel ne dégrade donc pas la qualité des résultats dans la direction perpendiculaire à la plaque.

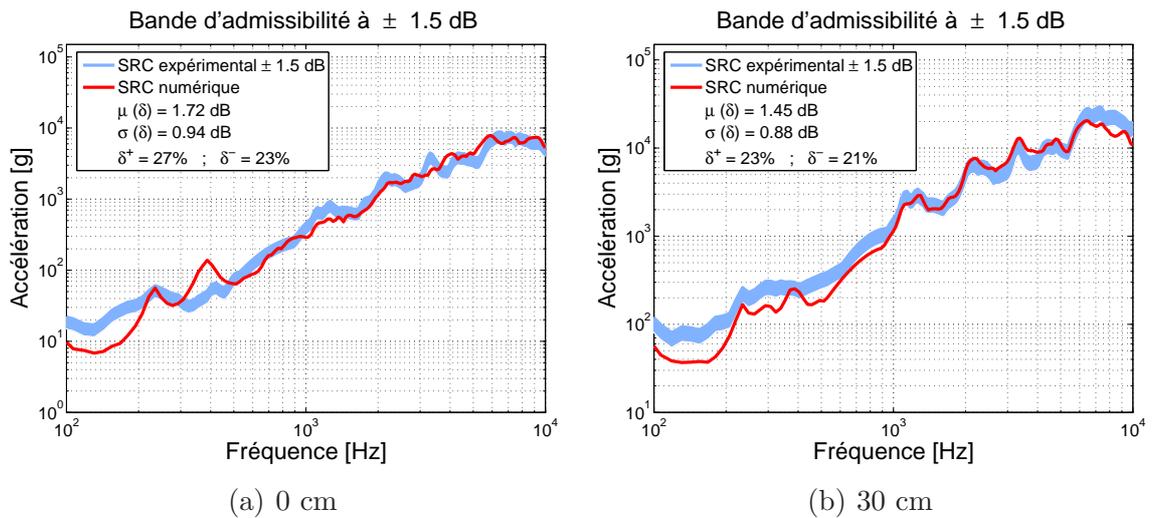


FIG. 5.11 – Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans la direction perpendiculaire à la plaque – Nœud 11– Longueur du cordeau détonant de 0 cm

Les Figures 5.12 et 5.13 montrent respectivement pour des longueurs du cordeau détonant de 0 et 30 cm la correspondance entre les niveaux d'accélération relevés dans le plan de la plaque avec ceux simulés à partir du choc mécanique équivalent tridimensionnel identifié. On constate que les écarts moyens ainsi que le pourcentage de dépassement de la bande d'« admissibilité » sont légèrement supérieurs dans le plan à ceux observés dans la direction normale à la plaque. Néanmoins, ces résultats restent tout à fait acceptables puisqu'ils sont du même ordre de grandeur que les tolérances généralement imposées sur les spécifications d'équipements électroniques.

L'évolution de l'intensité des forces injectées dans les trois directions orthogonales en fonction de la longueur du cordeau détonant est montrée à la Figure 5.14. Intuitivement, on s'attend à ce que l'intensité du choc augmente de manière régulière dans les trois directions en fonction de la quantité de la charge explosive. Curieusement, les intensités du choc dans le plan ne varient pas de manière uniforme avec le niveau de l'excitation, en particulier pour le choc suivant la direction Z qui peut même changer de signe. En outre, il est tout à fait irréaliste que l'intensité du choc dans le plan soit plus élevée que celle de la force agissant

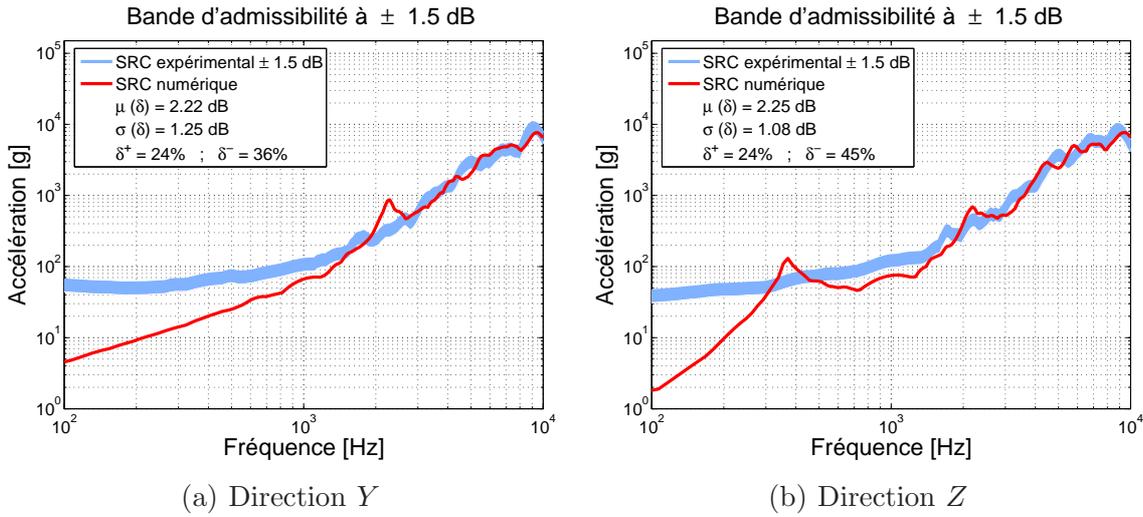


FIG. 5.12 – Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans le plan de la plaque – Nœud 7 – Longueur du cordeau détonant de 0 cm

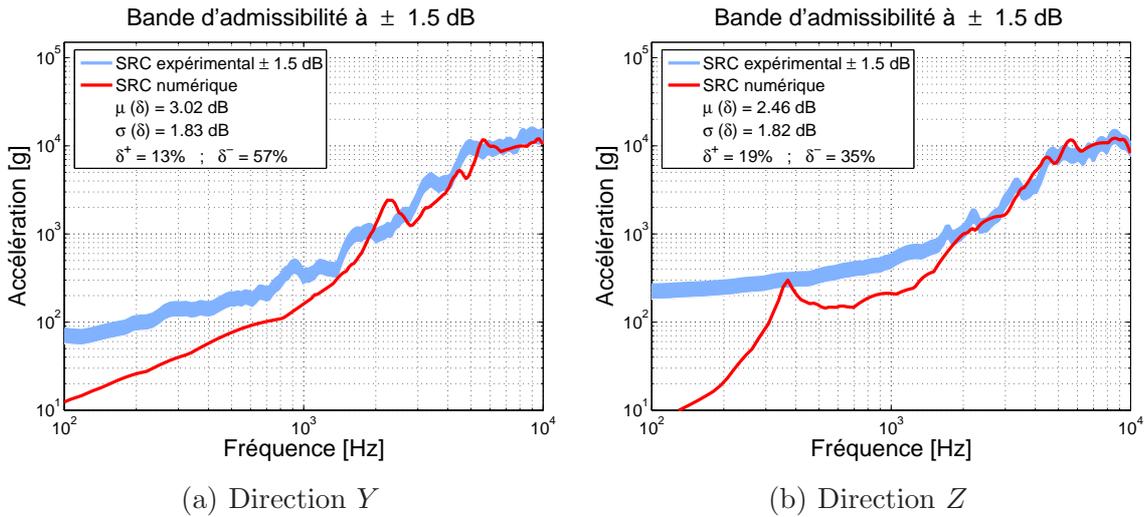


FIG. 5.13 – Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans le plan de la plaque – Nœud 7 – Longueur du cordeau détonant de 30 cm

perpendiculairement à la plaque.

Certes, le CME tridimensionnel identifié permet de reproduire, pour une longueur donnée du cordeau détonant, les Spectres de Réponse au Choc expérimentaux mais la qualité des résultats résulte plus d'un compromis mathématique que d'une représentation cohérente de l'excitation pyrotechnique. Suivant ces résultats, l'intensité du choc pyrotechnique dans une direction n'augmenterait pas forcément avec la quantité d'explosif, ce qui est évidemment contraire à la physique des phénomènes impliqués ici.

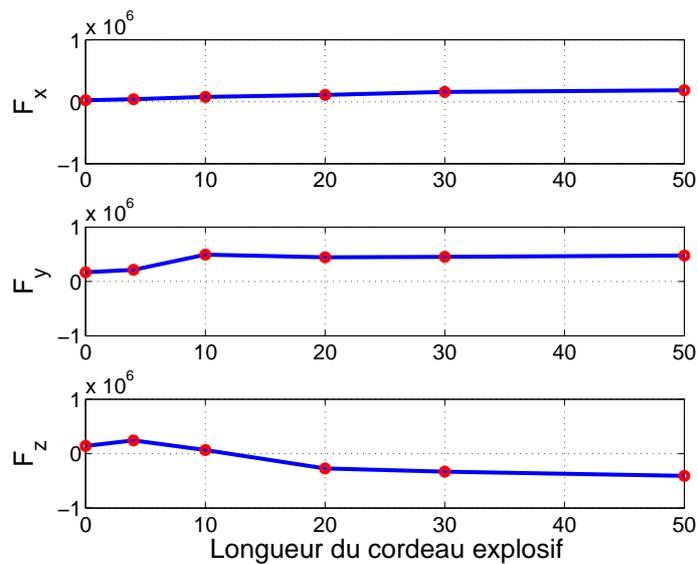


FIG. 5.14 – Évolution des intensités F_x , F_y et F_z en fonction de la longueur du cordeau détonant

Une des raisons qui pourrait expliquer le manque de sens physique des résultats de l'identification du choc mécanique équivalent tridimensionnel réside dans la rupture de symétrie qu'entraîne une telle excitation. En effet, l'excitation introduite dans le plan de la plaque est injectée en un seul nœud, tel que représenté à la Figure 5.15. Ce type d'excitation rompt la symétrie de l'excitation puisque qu'elle n'agit que dans les sens Y et Z positifs.

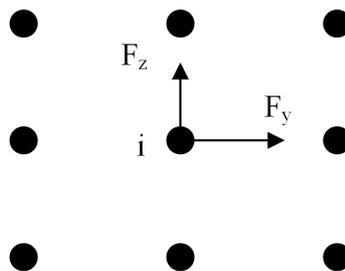


FIG. 5.15 – Représentation du CME tridimensionnel non symétrique

Afin de remédier à cette situation, nous avons défini une excitation symétrique dans le plan par deux forces égales et opposées appliquées en les nœuds voisins du centre de l'explosion, tel que représenté à la Figure 5.16.

Nous avons appliqué la même procédure d'optimisation que précédemment pour identifier les caractéristiques du CME tridimensionnel symétrique. Les intensités F_x , F_y et F_z des forces appliquées dans les trois directions, ainsi que les indicateurs statistiques globaux de comparaison

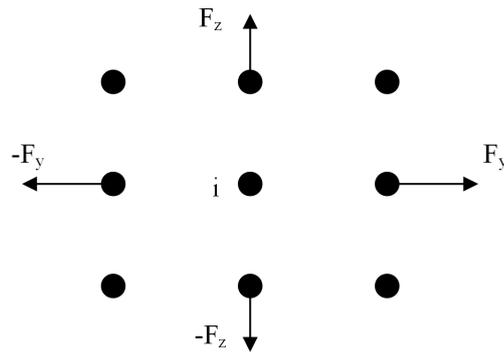


FIG. 5.16 – Représentation du CME tridimensionnel symétrique

sont détaillés dans le Tableau 5.5 pour les différentes longueurs du cordeau détonant.

TAB. 5.5 – Caractéristiques du CME tridimensionnel symétrique

	F_x	F_y	F_z	μ_G (dB)	σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)
0 cm	29021	255710	-356460	2.57	1.53	58
4 cm	39424	354270	-527850	2.85	1.70	62
10 cm	66802	441330	-682810	3.25	1.70	76
20 cm	95275	448450	-747970	3.95	1.77	74
30 cm	111700	460500	-687740	3.87	1.72	77
50 cm	186720	591360	-647760	4.45	2.01	78

Ces résultats sont du même ordre de grandeur que ceux établis par l'utilisation du CME tridimensionnel non symétrique (Tableau 5.3) avec cependant quelques différences majeures :

- pour les longueurs du cordeau détonant supérieures à 4 cm, les écarts moyens μ_G sont supérieurs à ceux obtenus avec le CME tridimensionnel non symétrique ;
- le pourcentage de dépassement $S_{-1.5\text{dB}}$ de la bande d'« admissibilité » dépasse 75 %, également pour des longueurs du cordeau détonant supérieures à 4 cm.

Sur base des indicateurs statistiques, on peut affirmer que le CME tridimensionnel n'apporte pas d'amélioration par rapport au CME non symétrique. Au contraire, on observe une dégradation des résultats pour des niveaux d'excitation plus élevés. De plus, l'introduction d'un CME tridimensionnel symétrique ne permet pas d'obtenir une évolution croissante des intensités F_x , F_y et F_z avec la quantité de charge explosive, comme en atteste la Figure 5.17.

Comme pour le CME tridimensionnel non symétrique, la variation non monotone des intensités des forces agissant dans le plan avec la longueur du cordeau détonant remet en cause le sens physique des résultats. Cette observation combinée avec des écarts moyens μ_G plus impor-

tants n'autorise pas à considérer le CME tridimensionnel symétrique comme une alternative à la caractérisation de l'excitation générée par un choc pyrotechnique dans le plan.

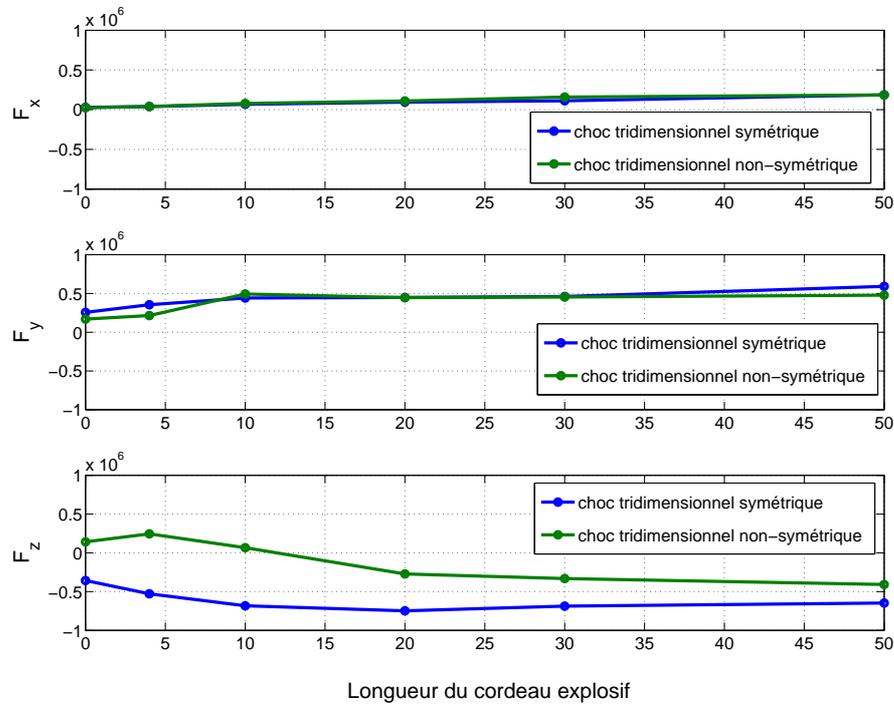


FIG. 5.17 – Évolution des intensités F_x , F_y et F_z en fonction de la longueur du cordeau explosif

5.5 Etude de l'influence des cubes utilisés pour mesurer les accélérations dans le plan

Comme nous l'avons vu à la section 5.2, le CME unidimensionnel sous-estime d'environ 10 dB les niveaux vibratoires relevés expérimentalement dans le plan de la plaque. Cette faiblesse du CME unidimensionnel peut s'expliquer, certes par un manque d'apport d'énergie dans les directions transversales, mais également par la non prise en considération dans notre modèle éléments finis du comportement dynamique des cubes.

En effet, les cubes peuvent introduire un bras de levier indésirable ayant pour effet d'amplifier les signaux temporels. Cette amplification conduit ainsi à une surestimation des niveaux vibratoires qui sont réellement perçus par les équipements électroniques. Dans le souci de respecter le plus précisément possible les spécifications d'équipements, il est impératif de pouvoir maîtriser cet effet amplificateur introduit par les cubes.

L'objectif de cette section est donc de quantifier expérimentalement et numériquement l'influence des cubes sur la mesure des accélérations dans le plan de la plaque.

5.5.1 Description des essais expérimentaux

Afin de mettre en évidence l'effet amplificateur des cubes sur l'évaluation des niveaux vibratoires dans le plan de la plaque, nous avons effectué quelques tests sur le dispositif de référence simple plaque. La Figure 5.18 reprend la discrétisation expérimentale du dispositif pyrotechnique.

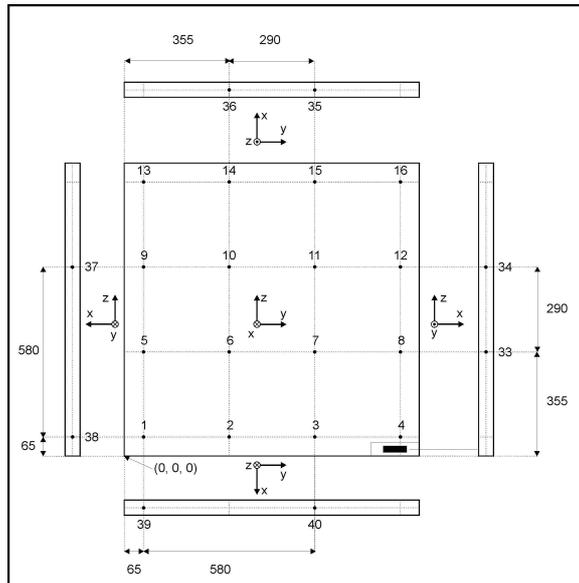


FIG. 5.18 – Discretisation expérimentale du dispositif pyrotechnique

Les cubes de mesures utilisés pour notre campagne de tests pèsent 46.6 g et ont les dimensions suivantes : 20 x 20 x 20 mm. Ils sont percés de part en part pour permettre leur fixation sur la plaque d'essais par un écrou. Le trou débouchant, permettant de les fixer, est de diamètre 11 mm (utilisation d'une vis M10) et deux taraudages sont effectués sur les faces latérales pour visser les accéléromètres sur le cube (Figure 5.20).

Des cubes ont été vissés de part et d'autre de la plaque au niveau des nœuds 10 et 37. Un taraudage a également été réalisé sur la tranche de la plaque au niveau du nœud 37 pour permettre d'y visser un accéléromètre (Figure 5.21).

Les chocs mécaniques ont été effectués à l'aide d'un vérin pneumatique et d'un marteau instrumenté. Les chocs au marteau ont été appliqués perpendiculairement à la plaque au niveau des nœuds 1, 8 et 9. Pour les chocs au vérin, le dispositif d'impact a été fixé à proximité du nœud 16. Pour chaque cas, les chocs ont été systématiquement réalisés deux fois afin de

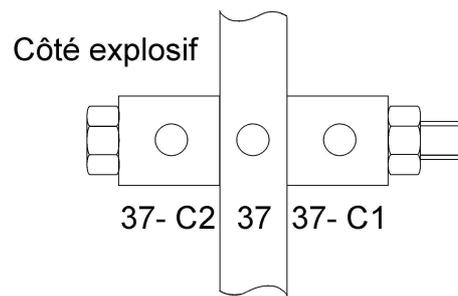


FIG. 5.19 – Représentation schématique de la disposition des cubes – Nœud 37

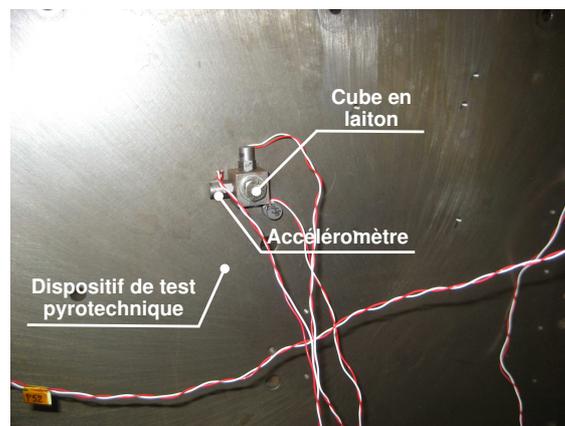


FIG. 5.20 – Montage des accéléromètres sur le cube

vérifier la reproductibilité des mesures.

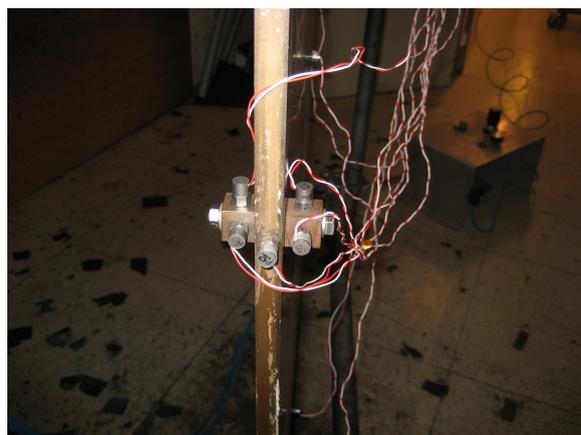


FIG. 5.21 – Disposition des cubes sur la tranche de la plaque

Les Figures 5.22 et 5.23 illustrent respectivement pour des impacts au marteau et au vérin pneumatique les Spectres de Réponses au Choc calculés à partir des champs d'accélération

relevés au niveau du nœud 37. Ces résultats mettent clairement en évidence l'effet amplificateur des cubes : les niveaux asymptotiques des Spectres de Réponse au Choc correspondant aux accélérations relevées sur les cubes sont approximativement 5 fois supérieurs à ceux correspondant aux accélérations mesurées directement sur la tranche de la plaque. Les courbes en pointillé représentent les Spectres de Réponse au Choc qui sont associés à l'évolution temporelle moyenne des accélérations mesurées sur les deux cubes. Étant donné que les cubes sont disposés de manière symétrique par rapport à la plaque, il est cohérent de retrouver des niveaux vibratoires moyens comparables à ceux mesurés directement sur la tranche.

Les Figures 5.24 et 5.25 présentent respectivement pour des impacts au marteau et au vérin pneumatique les Spectres de Réponse au Choc calculés à partir des champs d'accélérations relevés au niveau du nœud 10. Contrairement aux mesures sur la tranche, les niveaux vibratoires dans le plan ne sont pas directement accessibles. Nous estimerons donc l'ordre de grandeur des niveaux vibratoires dans le plan à partir de la moyenne des accélérations mesurées sur les cubes. Les résultats expérimentaux obtenus conduisent aux mêmes conclusions que celles déduites à partir des mesures relevées sur la tranche : le bras de levier introduit par les cubes a pour effet de surestimer significativement les niveaux dans le plan de la plaque.

En conclusion, l'analyse de ces résultats expérimentaux montre clairement que la mesure des vibrations dans le plan reste très problématique. L'interprétation des mesures réalisées à l'aide de cubes doit se faire avec énormément de prudence car les effets qu'ils induisent sur les mesures sont loin d'être négligeables.

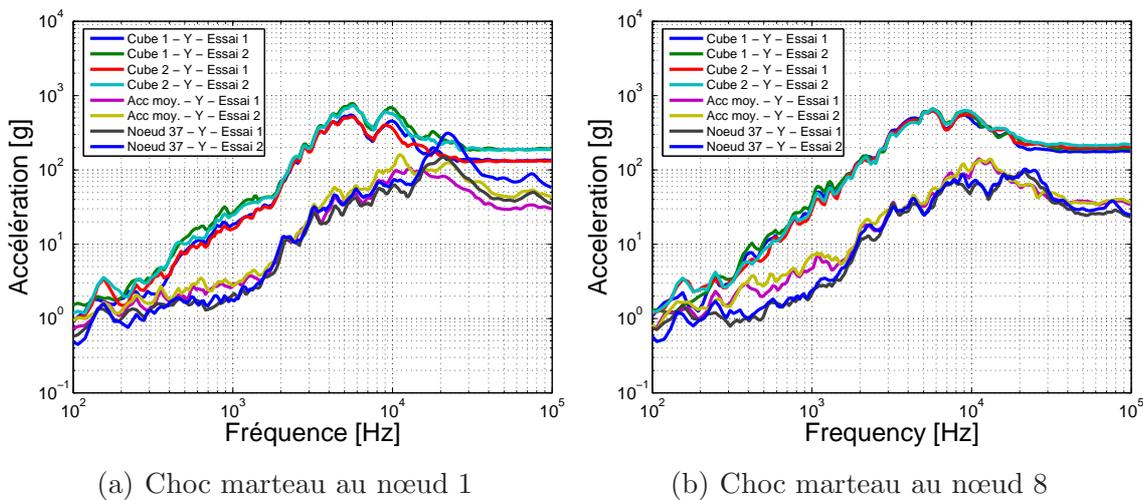


FIG. 5.22 – Comparaison des SRC – nœud 37 – Réponse suivant l'axe Y – Impact au marteau

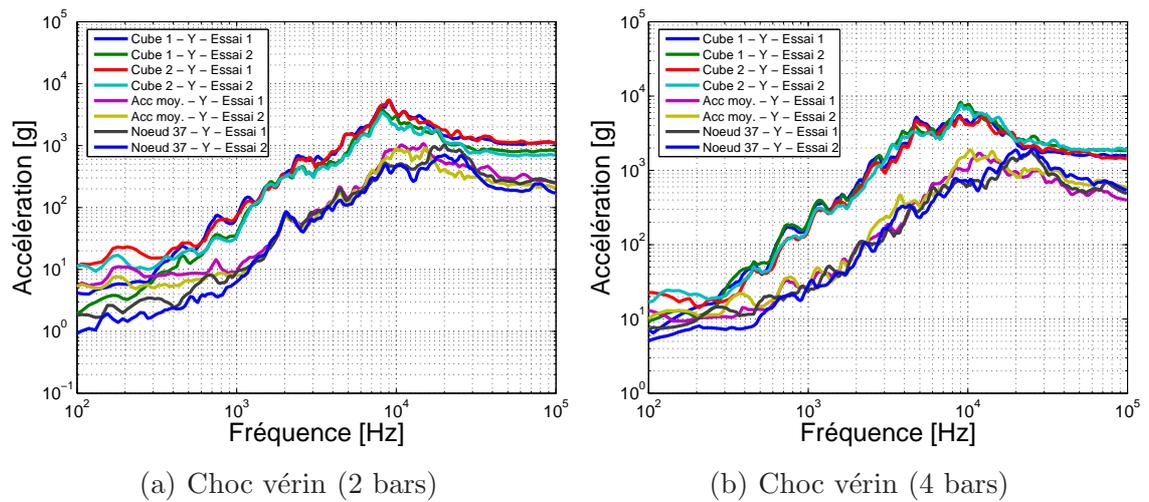


FIG. 5.23 – Comparaison des SRC – noeud 37 – Réponse suivant l’axe Y – Impact au vérin pneumatique

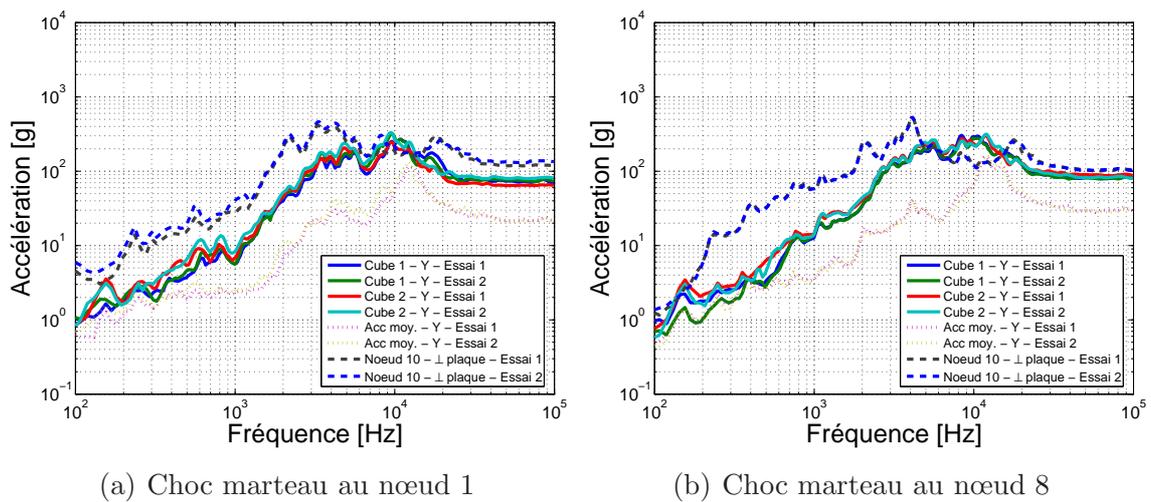


FIG. 5.24 – Comparaison des SRC – noeud 10 – Réponse suivant l’axe Y – Impact au marteau

5.5.2 Modélisation des cubes

Nous avons utilisé les éléments CERIG pour modéliser le comportement dynamique des cubes. Ces éléments permettent de définir dans Ansys des zones rigides (ligne, surface ou volume) en ajoutant des équations de contrainte aux noeuds définissant la région.

Nous avons représenté les cubes par une pyramide indéformable ayant des propriétés géométriques équivalentes à celles du cube : la base de la pyramide correspond à la surface de pose du cube sur la plaque et la hauteur de la pyramide correspond à celle du cube (Figure 5.26).

Les masses du cube et des accéléromètres sont simplement décrites par une masse structu-

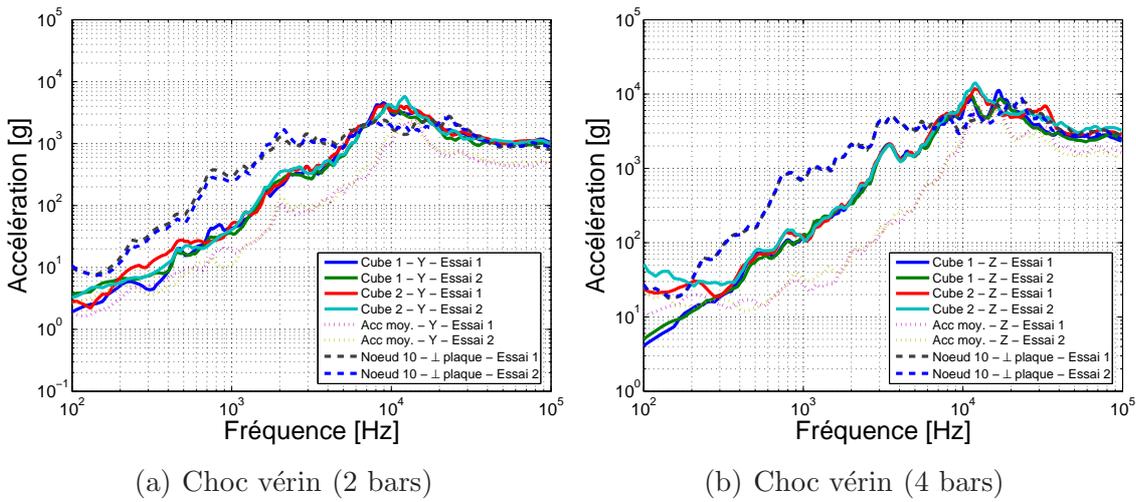


FIG. 5.25 – Comparaison des SRC – nœud 10 – Réponse suivant l’axe Y – Impact au vérin pneumatique

relle (élément MASS21 dans Ansys) localisée au sommet de la pyramide.

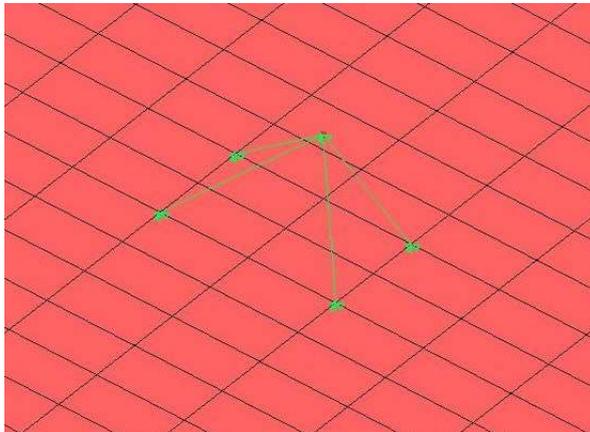


FIG. 5.26 – Modélisation du cube par un solide indéformable de forme pyramidale

5.5.3 Résultats numériques

5.5.3.1 Impacts au marteau

Nous avons exploité le modèle de cube pour simuler les accélérations que nous avons relevées expérimentalement sur les cubes à partir d’impacts effectués au marteau instrumenté (cf. section 5.5.1). Les résultats numériques obtenus semblent montrer que le modèle permet de reproduire l’effet d’amplification induit par le bras de levier du cube (Figure 5.27). Les

écarts moyens entre les SRC expérimentaux et simulés sont approximativement de 2 dB.

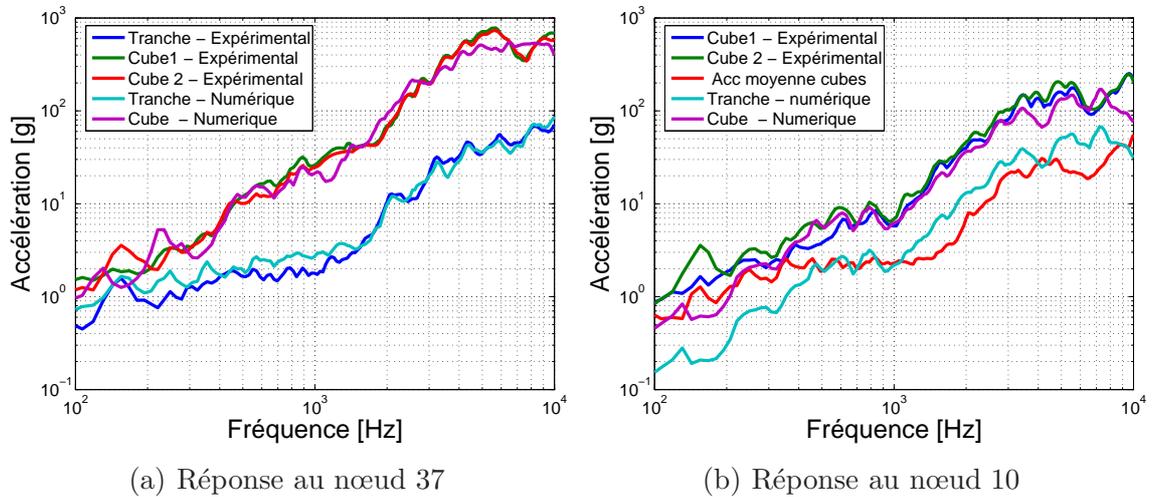


FIG. 5.27 – Comparasion entre SRC expérimentaux et simulés – Impact au marteau au nœud 1 – Réponse suivant l’axe Z

5.5.3.2 Chocs pyrotechniques

La Figure 5.28 compare pour un choc pyrotechnique sans cordeau détonant (0 cm) les Spectres de Réponse au Choc expérimentaux, calculés à partir des champs d’accélération mesurés au nœud 10, avec ceux simulées à partir du CME unidimensionnel identifié à la section 5.2 (Tableau 5.1). Les écarts moyens observés pour les directions transversales entre les SRC expérimentaux et simulés sont inférieurs à la tolérance de 3 dB.

En conclusion, si on prend en compte dans les simulations numériques l’effet amplificateur du cube, le modèle du CME unidimensionnel permet de reproduire les niveaux vibratoires mesurés dans les trois directions orthogonales avec une précision équivalente aux tolérances traditionnellement définies pour les spécifications d’équipements spatiaux.

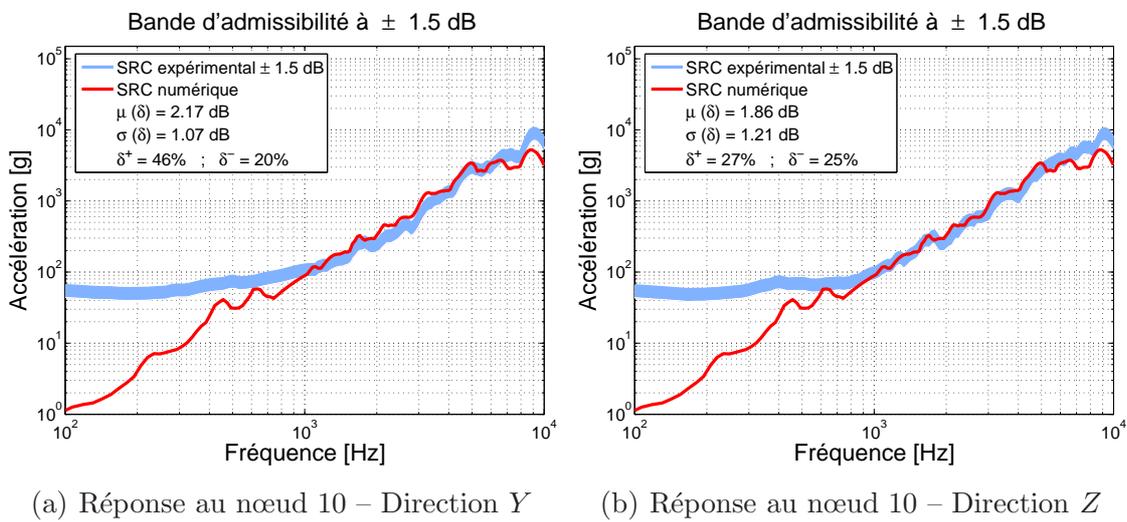
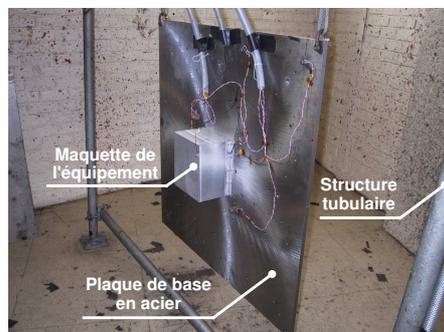


FIG. 5.28 – Comparasion entre SRC expérimentaux et simulés – Choc pyrotechnique détonateur seul (0 cm)

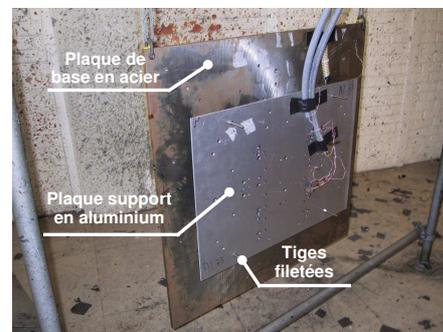
5.6 Application du CME à d'autres configurations du dispositif de test pyrotechnique

Ce paragraphe a pour objet d'appliquer la méthode du CME à des configurations plus complexes du dispositif de test pyrotechnique. Nous avons analysé en détail trois autres configurations du dispositif de test.

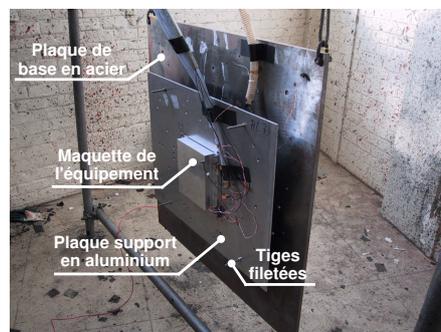
- **Configuration 1** : Plaque carrée en acier, de dimensions 1 m x 1 m x 0.015 m, suspendue verticalement à une structure tubulaire à l'aide d'élingues en acier. Un bloc d'aluminium (≈ 15 kg) simulant un équipement électronique est vissé sur la plaque (Figure 5.29(a)).
- **Configuration 2** : Dispositif double plaque composé d'une plaque de base en acier, de dimensions 1 m x 1 m x 0.015 m, d'une plaque support rectangulaire en aluminium de dimensions 0.8 m x 0.6 m x 0.006 m (Figure 5.29(b)). Les deux plaques sont reliées entre elles au moyen de huit tiges filetées assurant une distance constante, égale à 50 mm, entre les deux plaques.
- **Configuration 3** : Même disposition que celle de la configuration 2 mais avec l'ajout d'un bloc en aluminium (≈ 4 kg) au centre de la plaque en aluminium (Figure 5.29(c)).



(a) Configuration 1



(b) Configuration 2



(c) Configuration 3

FIG. 5.29 – Les différentes configurations envisagées du dispositif de test pyrotechnique

Pour chacune de ces trois configurations du dispositif de test, nous avons développé un modèle éléments finis que nous avons validé et recalé à partir de l'identification des caractéristiques modales dans la gamme fréquentielle [0 – 1 kHz]. Les plaques ont été modélisées par des éléments parallélépipédiques à faces carrées définis par huit nœuds avec trois degrés de liberté par nœud (trois translations). Les tiges filetées ont été, quant à elles, décrites à l'aide d'éléments « poutres » pour lesquels nous avons défini des propriétés géométriques équivalentes. Les modèles éléments finis associés aux configurations 2 et 3, ainsi que leur validation dans le domaine modal, sont présentés en détail dans l'annexe B.

Pour les trois configurations envisagées, la charge explosive a été fixée au centre de la plaque en acier et un seul niveau d'excitation a été appliqué (détonateur seul). Le Tableau 5.6 résume les caractéristiques du CME identifié pour les trois configurations du dispositif de test et donne les valeurs des indicateurs statistiques globaux μ_G , σ_G et $S_{-1.5\text{dB}}$. Bien que l'intensité F_{max} du CME varie d'une configuration à l'autre, le produit $F_{\text{max}} * \tau$, qui représente l'impulsion du CME, reste comparable. Par ailleurs, la durée du CME est de l'ordre de 80 μs quelle que soit la configuration. Les caractéristiques du CME sont cohérentes avec celles identifiées à la section 5.2 (Tableau 5.1) à partir des essais pyrotechniques effectués sur le dispositif simple plaque : pour une longueur de cordeau détonant de 0 cm, l'intensité F_{max} du CME de référence est de 83518 N et la durée τ de 60 μs , ce qui conduit à un produit $F_{\text{max}} * \tau$ de 5.01 Ns.

Pour les configurations double plaque du dispositif de test (configurations 1 et 2), les écarts moyens entre les SRC expérimentaux et simulés sont légèrement supérieurs à la tolérance de 3 dB. Comme l'illustre les Figures 5.30 et 5.31, le modèle éprouve quelques difficultés à reproduire correctement les champs d'accélération relevés sur la plaque support en aluminium ; les niveaux vibratoires sur la plaque de base en acier sont quant à eux relativement bien reproduits. Cette observation s'explique vraisemblablement par une modélisation incorrecte de la transmission des ondes vibratoires de la plaque de base en acier à la plaque support en aluminium. L'utilisation d'éléments de type « poutre » n'est manifestement pas la façon la plus appropriée pour décrire le comportement vibratoire des tiges filetées. Nous n'avons toutefois pas investigué davantage ce problème dans le cadre de cette thèse.

Si on applique le CME de référence aux trois configurations du dispositif de test pyrotechnique, on obtient des résultats semblables comme en attestent les valeurs des indicateurs statistiques globaux μ_G , σ_G et $S_{-1.5\text{dB}}$ renseignées au Tableau 5.7. Malgré que pour les configurations double plaque du dispositif de test, les écarts moyens entre les SRC expérimentaux et simulés soient légèrement supérieurs à la limite de 3 dB que nous nous sommes imposée, les résultats obtenus restent tout à fait acceptables et montrent que la caractérisation d'un choc pyrotechnique par l'approche du CME n'est pas totalement dénuée de sens.

TAB. 5.6 – Caractéristiques du CME identifiées à partir de configurations plus complexes du dispositif de test pyrotechnique

	F_{\max} (N)	τ (μ s)	$F_{\max} * \tau$ (Ns)	μ_G (dB)	σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)
Configuration 1	58580	80	4.69	1.63	1.42	62
Configuration 2	89092	60	5.34	3.36	2.35	76
Configuration 3	65500	80	5.24	3.35	2.88	69

TAB. 5.7 – Application du CME de référence

	μ_G (dB)	σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)
Configuration 1	2.74	2.19	66
Configuration 2	3.47	2.40	73
Configuration 3	4.09	3.07	78

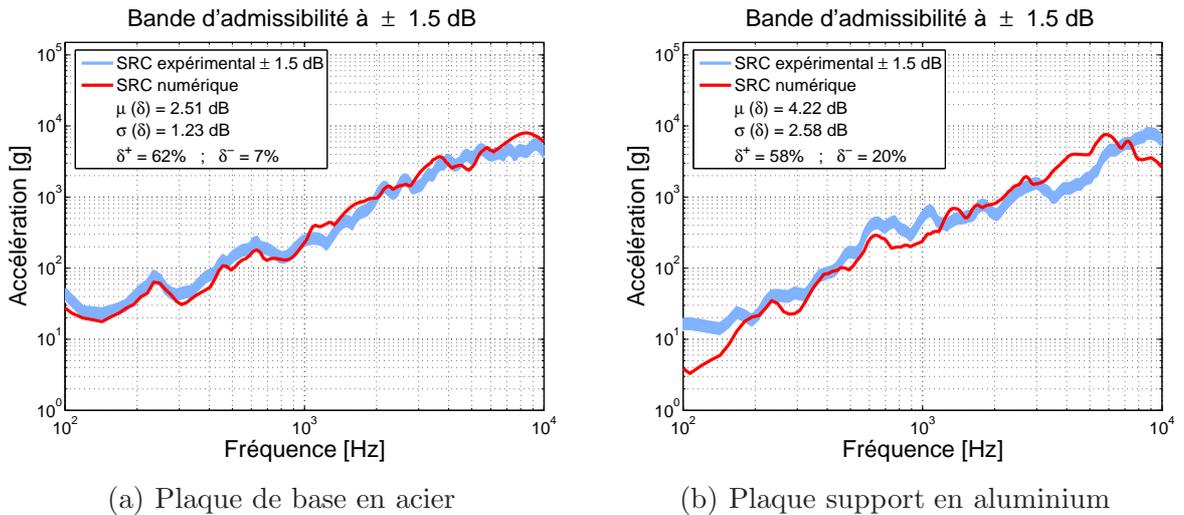


FIG. 5.30 – Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés – **Configuration 2**

5.7 Exploitation du modèle du CME

Comme nous l'avons vu à la section 5.2, le CME unidimensionnel permet de reproduire les niveaux vibratoires générés par un choc pyrotechnique avec une précision qui est de l'ordre des tolérances classiquement admises pour les spécifications d'équipements électroniques. De plus ses caractéristiques (amplitude et durée) restent stables d'une configuration à l'autre du dispositif de test pyrotechnique.

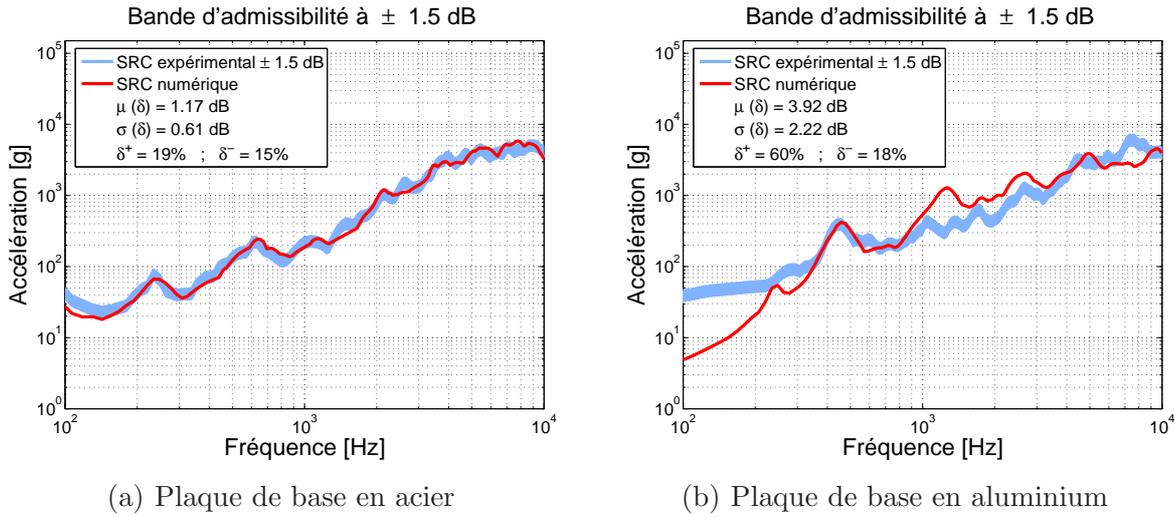


FIG. 5.31 – Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés – **Configuration 3**

Notre modèle peut donc être exploité pour estimer l'influence sur le comportement vibratoire du dispositif de test de paramètres opérationnels tels que la localisation du dispositif pyrotechnique, les propriétés géométriques et physiques des plaques ou encore l'ajout de masses localisées.

Les niveaux vibratoires varient significativement avec l'épaisseur et avec les propriétés physiques de la plaque : une diminution d'approximativement 10 dB est obtenue lorsqu'on réduit de moitié l'épaisseur de la plaque (Figure 5.32(a)) ou lorsqu'on remplace l'acier par de l'aluminium (Figure 5.32(b)).

L'endroit où le choc pyrotechnique est appliqué sur la plaque influe faiblement sur le comportement vibratoire de la structure (Figure 5.32(c)).

Comme illustré à la Figure 5.32(d), l'ajout de masse en des nœuds judicieusement choisis permet d'atténuer l'influence de certains pics de résonance.

Notre modèle peut être une aide numérique précieuse pour la recherche des paramètres directeurs optimaux du dispositif de test conduisant à un environnement vibratoire équivalent à celui imposé par les spécifications de l'équipement à tester.

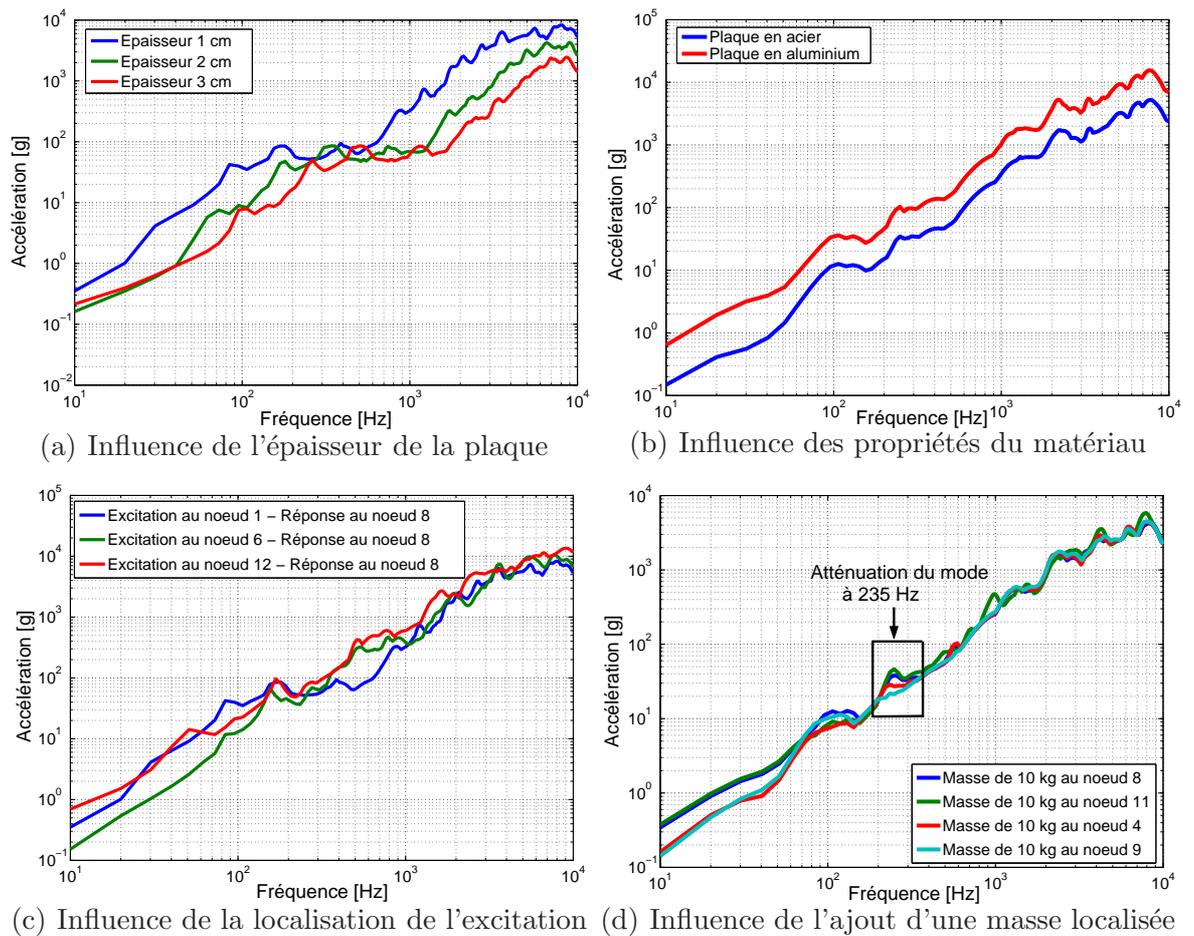


FIG. 5.32 – Influence sur le calcul du SRC de quelques paramètres opérationnels du dispositif de test pyrotechnique

5.8 Conclusions

Ce chapitre avait pour objet la simulation numérique des niveaux vibratoires générés par un choc pyrotechnique en utilisant une approche par Choc Mécanique Équivalent (CME).

Le principe du CME consiste à remplacer la source d'excitation pyrotechnique par un impact mécanique de profil imposé. Les caractéristiques d'amplitude et de durée de cet impact mécanique sont ajustées par une méthode d'optimisation aux moindres carrés de telle manière à reproduire un environnement vibratoire équivalent à celui mesuré lors de l'explosion. Les équivalences entre les champs d'accélération mesurés et simulés se font classiquement par la comparaison des SRC.

Dans sa définition, le CME peut agir, soit uniquement dans la direction normale à la plaque sur laquelle est fixé le dispositif pyrotechnique, soit simultanément dans les trois directions orthogonales.

Nous avons montré que le CME unidimensionnel (solicitation uniquement dans la direction normale) permet de reproduire les niveaux vibratoires mesurés dans la direction correspondant à celle de l'excitation avec une précision supérieure aux tolérances classiquement admises pour les spécifications d'équipements. Par ailleurs, l'intensité du CME évolue de manière croissante avec le niveau d'excitation, ce qui semble cohérent avec la réalité physique.

Le CME unidimensionnel semble cependant ne pas pouvoir reproduire les niveaux d'accélération dans les directions transversales; les niveaux simulés dans le plan sont systématiquement plus faibles d'environ 10 dB que ceux relevés expérimentalement. A priori, ce manque apparent d'énergie dans le plan peut être facilement comblé en étendant la définition du CME aux trois directions de l'espace. Nos résultats numériques montrent clairement qu'étendre simplement la définition du CME aux trois directions orthogonales de la plaque ne permet pas de représenter de manière cohérente les sources d'excitation pyrotechniques. En effet, l'intensité du choc dans les directions transversales est largement supérieure à celle du choc agissant dans la direction perpendiculaire, ce qui est évidemment contradictoire avec la réalité physique du phénomène.

La sous-estimation des niveaux vibratoires dans les directions transversales peut également s'expliquer par la non prise en compte dans le modèle éléments finis du « bras de levier » induit par les cubes utilisés pour mesurer les champs d'accélération dans le plan de la plaque. Or, nous avons démontré expérimentalement que l'effet amplificateur des cubes est loin d'être négligeable dans le cas d'un dispositif simple plaque.

Dès lors, nous avons simulé cet effet « bras de levier » en modélisant simplement la géométrie des cubes par une pyramide indéformable ayant des propriétés équivalentes. La masse totale (cube et accéléromètres) est prise en compte par l'ajout d'une masse structurelle localisée au sommet de la pyramide. L'introduction de la dynamique des cubes dans les simulations numériques permet de reproduire avec une précision supérieure à la tolérance de référence de 3 dB les niveaux vibratoires dans les trois directions orthogonales simultanément, et ce avec uniquement l'utilisation du CME **unidimensionnel**.

Signalons au passage que dans le processus d'identification du CME tridimensionnel, l'effet amplificateur des cubes n'a pas été introduit dans le modèle. On ne peut dès lors tirer aucune interprétation physique sur les caractéristiques du CME tridimensionnel identifiées. En principe, il aurait été fondamental de réaliser l'identification du CME tridimensionnel en incluant dans le modèle la géométrie des cubes. Étant donné les bons résultats obtenus à partir du CME unidimensionnel lorsqu'on inclut dans le modèle éléments finis l'effet « bras de levier » des cubes, nous n'avons pas jugé utile, dans le cadre de ce travail, de procéder à l'identification du CME tridimensionnel avec l'ajout du cube. Par ailleurs, on peut difficilement justifier physiquement l'apparition de sollicitations transversales lors de l'explosion. L'ensemble de ces constatations nous a conduit à abandonner définitivement l'approche du CME tridimensionnel.

Nous avons ensuite appliqué la méthode du CME à des configurations double plaque du dispositif de test pyrotechnique. Pour toutes les configurations étudiées, les caractéristiques du CME sont comparables à celle identifiées à partir du dispositif simple plaque. Cette stabilité des caractéristiques du CME lorsqu'on passe d'une configuration à l'autre du dispositif pyrotechnique conforte notre méthodologie du CME pour décrire les effets d'un choc pyrotechnique.

Notre modèle peut être employé comme une aide numérique à la recherche des paramètres directeurs optimaux du dispositif de test pyrotechnique conduisant à un environnement vibratoire équivalent à celui imposé par les spécifications de l'équipement à tester.

Les différents résultats obtenus à partir de notre approche du CME sont encourageants et montrent que cette méthode d'identification semble adaptée à décrire l'environnement vibratoire généré par un choc pyrotechnique dans le cas de structures telles que celles utilisées par Thales dans le cadre de leurs campagnes de validation d'équipements spatiaux. Notons cependant que l'approche du CME a un caractère moins général que les méthodes inverses, telles que les méthodes de déconvolution numérique qui seront présentées au chapitre 6, étant donné que le profil de force est imposé dès le départ.

Application de méthodes inverses pour l'identification de chocs pyrotechniques

Sommaire

6.1	Introduction	95
6.2	Aperçu des méthodes d'identification dans les domaines temporel et fréquentiel	96
6.2.1	Méthodes inverses	96
6.2.2	Excitation surfacique par profils de pression	98
6.3	Méthodes d'identification par déconvolution numérique	100
6.3.1	Définition du problème	100
6.3.2	Méthode de Wiener	101
6.3.3	Méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes	102
6.4	Application à un système théorique – le système à 3 degrés de liberté	106
6.4.1	Description du système	106
6.4.2	Identification par la méthode de Wiener	108
6.4.3	Identification la méthode par décomposition en ondelettes	109
6.5	Application à des systèmes de référence expérimentaux	110
6.5.1	Poutre encastree-libre	110
6.5.2	Plaque suspendue verticalement à une structure tubulaire	118
6.6	Application à l'identification de chocs pyrotechniques	130
6.6.1	Dispositif pyrotechnique de référence	130
6.6.2	Identification des forces d'excitation par la méthode de Wiener	130
6.6.3	Identification des forces d'excitation par la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes	135
6.7	Conclusions	144

6.1 Introduction

Les résultats encourageants du CME nous ont conduit à explorer des méthodes d'identification plus sophistiquées reposant également sur l'hypothèse d'une force d'excitation ponctuelle

et unidirectionnelle.

Après un aperçu des principales méthodes d'identification existant aussi bien dans le domaine fréquentiel que dans le domaine temporel, nous exposerons les bases mathématiques des deux méthodes de déconvolution que nous avons retenues pour identifier les forces d'excitation d'origine pyrotechnique. La première s'applique dans le domaine **fréquentiel** et repose sur la théorie des filtres de Wiener. La seconde s'applique dans le domaine **temporel** et consiste à décomposer le signal en une somme pondérée d'ondelettes de type « demi-sinus » et à établir la correspondance entre ses coefficients d'ondelettes discrets et ceux de la réponse transitoire mesurée.

Ces deux méthodes d'identification ont été implémentées sous l'environnement **Matlab** et ont été validées par leur application à un système de référence théorique, un système à trois degrés de liberté, ainsi qu'à deux systèmes expérimentaux : l'un constitué d'une poutre encastrée-libre, et l'autre, d'une plaque suspendue verticalement.

Finalement, ces deux méthodes ont été exploitées dans le cadre de l'identification de chocs pyrotechniques.

6.2 Aperçu des méthodes d'identification dans les domaines temporel et fréquentiel

6.2.1 Méthodes inverses

Le problème d'identification des forces d'excitation correspond à la démarche inverse du problème direct : on exploite des réponses mesurées sur une structure donnée pour tenter d'en identifier les causes, c'est-à-dire, les forces d'excitation qui en sont à l'origine. Si les problèmes directs sont généralement résolus de manière exacte ou approchée par des méthodes classiques, les problèmes inverses, en raison de leur caractère mal conditionné, présentent nettement plus de difficultés pour leur résolution. Ces problèmes sont en effet très sensibles aux erreurs de mesures et de modélisation qui peuvent conduire à des forces identifiées fortement éloignées de la réalité.

La littérature scientifique propose une grande variété de procédures d'identification aussi bien dans le domaine fréquentiel que dans le domaine temporel.

En 1979, Kinns [KIN79] a été le premier à proposer une méthode d'identification de forces d'excitation. Cette méthode basée sur la résolution de systèmes d'équations linéaires a été développée dans le domaine fréquentiel, et sera plus tard baptisée [HIL83] : méthode

en coordonnées principales (MCP). Il l'a appliquée pour identifier, à partir d'accélération mesurées, les efforts aux paliers d'un turboalternateur marin à la fréquence correspondant à la vitesse de rotation. La même méthode a été utilisée dans [GIA82] pour l'identification des efforts sur le rotor d'un hélicoptère, toujours à une seule fréquence correspondant à la vitesse de rotation.

La généralisation de la méthode à une bande de fréquences quelconque a été analysée en 1983 dans [HIL83] à partir de systèmes théoriques simples et d'un système expérimental constitué d'une aube de turbomachine dans une configuration similaire à une poutre encastrée-libre. A partir de cette période, on retrouve un nombre assez important de publications faisant état d'applications de la méthode sur des systèmes aussi divers que les supports d'un moteur thermique, des poutres ou plaques minces ou encore les appuis d'un compresseur d'un dispositif de conditionnement d'air.

En complément à la méthode en coordonnées principales, s'est développée à partir de 1989, toujours dans le domaine fréquentiel, une méthode similaire mais basée sur l'exploitation du modèle modal de structures. Désignée par méthode en coordonnées modales (MCM), elle a fait l'objet de plusieurs publications [SHI89, WAR93] où sont traités des systèmes théoriques ou expérimentaux simples (poutres et plaques minces).

Les méthodes inverses développées jusqu'à présent sont variées et souvent développées spécifiquement pour des applications particulières. Elles ne donnent cependant pas toujours satisfaction dès qu'on envisage de les appliquer dans un contexte plus général.

Hadjit [HAD01] a recensé les principales méthodes de résolution du problème inverse en dynamique des structures et a mis en évidence leurs limites d'applicabilité. Il a proposé un ensemble d'améliorations réalistes validée à partir d'exemples théoriques artificiellement bruités ou de systèmes expérimentaux. Selon lui, la méthode la plus efficace dans le domaine **fréquentiel** s'avère être la méthode en coordonnées principales car c'est la méthode la plus simple à mettre en oeuvre et elle ne se différencie pas de manière significative des autres méthodes (méthode en coordonnées modales, méthode de sélection des valeurs singulières, méthode d'optimisation, méthode GCV,...). Dans le domaine **temporel**, la méthode retenue par Hadjit [HAD01] pour l'identification des forces d'excitation est la méthode de régularisation. La méthode de régularisation a été initialement proposée dans les années 80 pour la résolution du problème inverse de conduction thermique [TRU78, TRU96] et son champ d'application a ensuite été généralisé pour l'adapter au problème inverse en dynamique. La méthode en coordonnées principales et la méthode de régularisation restent néanmoins sensibles aux erreurs de mesures qui peuvent provoquer des dérives importantes des forces identifiées, en particulier pour la méthode de régularisation.

Dans le cadre d'une convention **FMPs - Thales** [ALG03], la méthode en coordonnées principales et la méthode de régularisation ont été exploitées pour caractériser les sources d'origine pyrotechnique. Les résultats obtenus ont montré que la méthode de régularisation est inadaptée car elle conduit à un signal temporel présentant une dérive relativement importante qui empêche toute interprétation physique. La méthode en coordonnées principales ne présente pas ce genre de dérive sans pour autant s'avérer être beaucoup plus fiable. En effet, si on compare les Spectres de Réponse au Choc relatifs aux accélérations mesurées et celles calculées à partir de la force identifiée, on obtient des écarts moyens largement supérieurs au seuil de 3 dB que nous nous étions pris pour définir la zone d'« admissibilité ».

Les travaux réalisés par M. Derumaux dans le cadre de sa thèse de doctorat [DER05], portant sur la modélisation de liaisons soumises à des chocs pyrotechniques, semblent montrer qu'une approche par déconvolution numérique permet de tirer des informations sur les caractéristiques de l'excitation.

Une étude bibliographique des différentes méthodes de déconvolution existantes [NOU84, CHI04, DOY97, DER05, MAR95a], nous a montré que l'application des filtres de Wiener est la méthode la plus largement répandue dans le domaine **fréquentiel**. Dans le domaine **temporel**, Doyle [DOY97] et Martin [MAR95a, MAR95b] ont développé à partir de l'étude de structures de type « charpente », une méthode de déconvolution basée sur une décomposition en ondelettes des réponses mesurées. Leur méthode permet de pallier certains inconvénients des méthodes fréquentielles de déconvolution, notamment en réduisant les effets néfastes causés par la présence de bruit sur les signaux mesurés.

6.2.2 Excitation surfacique par profils de pression

Les investigations de Brossard et al. [BRO95] et de Dharaneepathy et al. [DHA95] sur les effets des explosions aériennes sur des structures de type « coque », comme par exemple une plaque de béton ou une tour de réfrigération, ont permis de dégager le profil de pression au niveau du sol. Le contexte analysé dans leurs travaux est représenté à la Figure 6.1.

L'explosion est générée à une distance R du sol supposé relativement indéformable. La détonation de l'explosif crée une onde de choc sphérique se déplaçant à vitesse supersonique. Lorsque cette onde de choc incidente rencontre la surface du sol, elle est réfléchiée et naît alors une onde de choc qui se propage à la même vitesse. Au-delà d'un angle d'incidence de 40° , les ondes incidente et réfléchiée interagissent pour créer une onde de Mach. Cette onde de Mach se déplace aussi à vitesse supersonique et sa principale différence par rapport à une onde de

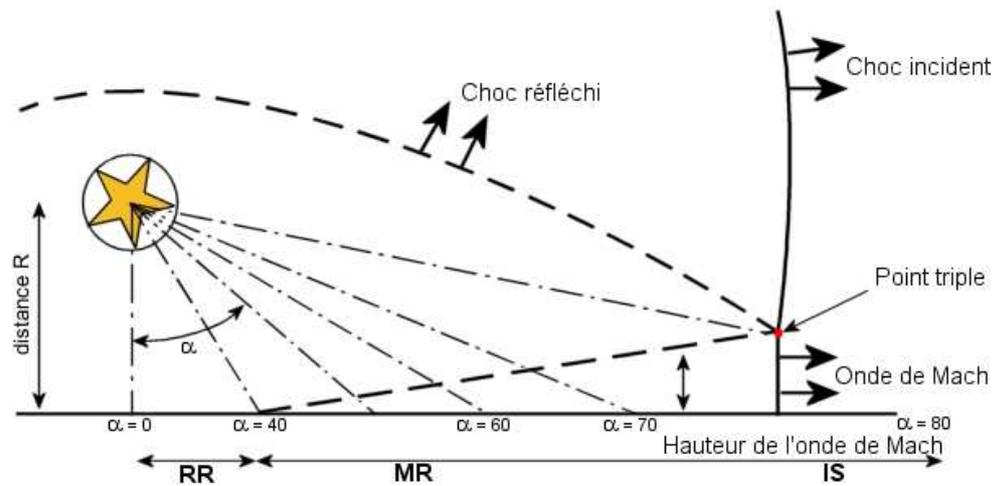


FIG. 6.1 – Ondes de pression au niveau du sol – Schéma de la configuration expérimentale [BRO95]

choc classique est qu'elle ne crée sur son passage qu'une faible variation des variables d'état (vitesse, pression et température). A la surface du sol, trois zones peuvent se distinguer : la zone *Regular Reflection* (RR), la zone *Mach Reflection* (MR) et la zone *Incident Shock* (IS). Dans chacune de ces trois zones, les profils de pression ont été mesurés au niveau du sol au moyen de jauges de contrainte [BRO95].

A partir des mesures effectuées, Brossard et al. [BRO95] ont élaboré un modèle semi-analytique permettant de décrire le profil de pression au niveau du sol au moyen d'une fonction sinus-exponentielle. L'allure générale du profil de pression présente une phase positive qui débute verticalement et décroît ensuite de manière exponentielle. La décroissance continue en deçà de la pression atmosphérique p_0 pour atteindre un minimum négatif, inférieur en valeur absolue au maximum positif, elle croît ensuite pour s'annuler en fin de profil. Les paramètres du modèle ont été estimés à partir d'expériences menées sur des modèles réduits et ils ont été ensuite extrapolés pour un système réel à l'aide des formules de similitude d'Hopkinson-Cranz [BRO95, DHA95, HRE02]. Ces lois de similitude établissent que deux explosions d'énergie E_1 et E_2 sont dites équivalentes lorsque la densité d'énergie à l'intérieur des sphères de rayon R_1 et R_2 sont identiques, c'est-à-dire si :

$$\frac{E_1}{R_1^3} = \frac{E_2}{R_2^3} \quad (6.1)$$

Contrairement aux méthodes inverses citées précédemment, le modèle proposé par Brossard [BRO95] et de Dharaneepathy [DHA95] présente l'avantage de prendre en compte dans leur simulation numérique la propagation de l'onde de pression à la surface de la structure. Cependant, leur méthodologie n'est applicable que pour des paramètres de similitude λ compris

entre 0.35 et 12^a. Dans le cadre des campagnes de qualification d'équipement électriques effectuées chez Thales Alenia Space ETCA, cette condition n'est jamais vérifiée étant donné que le dispositif pyrotechnique est directement fixé sur la structure.

6.3 Méthodes d'identification par déconvolution numérique

6.3.1 Définition du problème

La réponse $x(t)$ d'un système mécanique linéaire à une sollicitation quelconque $f(t)$ est donnée dans le domaine temporel par le produit de convolution entre la réponse impulsionnelle $h(t)$ du système et la force d'excitation $f(t)$ [CON05] :

$$x(t) = h(t) \otimes f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h(t - \tau) d\tau \quad (6.2)$$

Notre objectif est ici de résoudre le problème inverse : à partir de la réponse $x(t)$ mesurée expérimentalement et de la réponse impulsionnelle $h(t)$ du système, déduite généralement d'une approche aux éléments finis, d'identifier la force d'excitation $f(t)$.

Comme nous avons déjà pu l'évoquer, la présence de bruit sur les signaux mesurés rend le processus d'identification délicat. Si un bruit $b(t)$ pollue la réponse dynamique de la structure $h(t) \otimes f(t)$, la réponse $x(t)$ relevée par le capteur sera donnée par :

$$x(t) = h(t) \otimes f(t) + b(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) h(t - \tau) d\tau + b(t) \quad (6.3)$$

Dans notre approche théorique, nous supposerons que le bruit $b(t)$ entachant les mesures expérimentales est un bruit blanc Gaussien et que tous les signaux traités sont des fonctions de classe C^∞ et de carré intégrable au sens de Lebesgue ($\in L^2(\mathbb{R})$) :

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt \quad \text{Existe} \quad (6.4)$$

Par ailleurs, nous supposerons également que la force $f(t)$ agit de manière unidirectionnelle et en un seul nœud de la structure. Cette dernière hypothèse est certes critiquable dans le cadre de l'identification de chocs pyrotechniques mais elle permet de simplifier considérablement le problème d'identification.

^aLe paramètre de similitude λ représente le rapport entre la distance radiale R du centre de l'explosion à la mesure de pression et la racine cubique de l'énergie chimique contenue dans l'explosif.

6.3.2 Méthode de Wiener

La méthode de Wiener consiste à construire un filtre numérique linéaire de réponse impulsionnelle $g(t)$ permettant d'obtenir la meilleure estimation de la force d'excitation $f(t)$, dénotée $\tilde{f}(t)$, à partir de la réponse temporelle mesurée $x(t)$:

$$\tilde{f}(t) = g(t) \otimes x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\tau) x(t - \tau) d\tau \quad (6.5)$$

Dans les années 1940, Robert Wiener, sous l'impulsion d'applications importantes de la théorie des communications, initie la recherche sur la conception de tels filtres. Le filtre de Wiener optimal $g(t)$ minimisant la fonction erreur ϵ définie par [HAN05] :

$$\epsilon = \int_{-\infty}^{\infty} |f(t) - \tilde{f}(t)|^2 dt, \quad (6.6)$$

peut être trouvé en résolvant l'équation de Wiener-Hopf obtenue par une méthode des moindres carrés [HAN05, CHI04, NOU84] :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial g(\tau)} = 0 \Leftrightarrow \int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(t - \tau) g(\tau) d\tau = R_{xf}(t) \quad \forall t \quad (6.7)$$

Dans cette dernière équation, les fonctions $R_{xx}(t)$ et $R_{xf}(t)$ désignent respectivement la fonction d'auto-corrélation de la réponse $x(t)$ et la fonction de corrélation croisée entre la réponse $x(t)$ et l'excitation $f(t)$.

Si on suppose que le bruit $b(t)$ n'est pas **corrélé** à la force d'excitation $f(t)$, l'équation (6.7) peut alors se mettre dans le domaine **fréquentiel** sous la forme suivante :

$$(|H(\omega)|^2 S_{ff}(\omega) + S_{bb}(\omega)) G(\omega) = H^*(\omega) S_{ff}(\omega) \Rightarrow G(\omega) = \frac{H^*(\omega)}{(|H(\omega)|^2 + \beta(\omega))} \quad (6.8)$$

où $S_{ff}(\omega)$ et $S_{bb}(\omega)$ représentent respectivement les densités spectrales de puissance de la force $f(t)$ et du bruit $b(t)$, tandis que $H(\omega)$ et $G(\omega)$ sont respectivement les transformées de Fourier de la réponse impulsionnelle $h(t)$ du système mécanique et de la réponse impulsionnelle $g(t)$ du filtre de Wiener. La fonction $\beta(\omega)$ désigne, quant à elle, l'inverse du rapport signal sur bruit $S_{ff}(\omega)/S_{bb}(\omega)$.

Le filtre de Wiener permet ainsi de déterminer le spectre de Fourier $F(\omega)$ de la force d'excitation $f(t)$ à partir du spectre de Fourier $X(\omega)$ de la réponse mesurée $x(t)$:

$$F(\omega) = G(\omega) X(\omega) = \frac{H^*(\omega) X(\omega)}{(|H(\omega)|^2 + \beta(\omega))} \quad (6.9)$$

Finalement, la force d'excitation $f(t)$ s'obtient dans le domaine **temporel** par une transformée de Fourier inverse :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (6.10)$$

De manière générale, si on dispose de n réponses, le spectre fréquentiel $F(\omega)$ de la force d'excitation $f(t)$ est obtenu par [DOY97] :

$$F(\omega) = \frac{\sum_i^n H_i^*(\omega) X_i(\omega)}{\sum_i^n H_i^2(\omega) + \mathfrak{R}(\omega)} \quad (6.11)$$

où le paramètre $\mathfrak{R}(\omega)$, appelé aussi fonction de régularisation, est donné par :

$$\mathfrak{R}(\omega) = \sum_i^n \beta_i(\omega) \quad (6.12)$$

L'expression (6.11) peut encore se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\{F(\omega)\} = ([H]^H[H] + \mathfrak{R}[I])^{-1} [H]^H \{X(\omega)\} \quad (6.13)$$

La complexité de la méthode de Wiener réside dans la détermination de la fonction β . En effet, cette fonction β dépend des forces d'excitation $f(t)$, or celles-ci constituent l'inconnue du problème, et d'autre part, il dépend du type et du niveau de bruit entachant les réponses mesurées.

Toutefois, dans l'hypothèse où le bruit $b(t)$ n'est pas corrélé à l'excitation $f(t)$, le paramètre β peut être estimé par :

$$\frac{1}{\beta} = \frac{S_{ff}}{S_{bb}} = \frac{S_{xx} - S_{bb}}{H^2} \frac{1}{S_{bb}} \quad (6.14)$$

où S_{xx} désigne la densité spectrale de puissance du signal mesuré $x(t)$ et S_{bb} celle du bruit $b(t)$. Dans le cas d'un bruit blanc Gaussien, la densité spectrale de puissance S_{bb} est constante sur l'ensemble de la gamme de fréquences et, si on travaille de f_{\min} à f_{\max} , est égale à :

$$S_{bb} = \frac{\sigma^2}{f_{\max} - f_{\min}}, \quad (6.15)$$

où σ représente la variance du signal temporel $b(t)$ dans la gamme fréquentielle $[f_{\min} - f_{\max}]$.

Dans le cas particulier où la fonction de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ est égale à zéro sur toute la gamme fréquentielle, la méthode de Wiener se ramène alors à la méthode en **coordonnées principales**^b.

6.3.3 Méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes

Plutôt que d'utiliser des fonctions harmoniques comme fonctions de base (approche utilisée dans l'analyse de Fourier), l'analyse par ondelettes emploie pour décomposer le signal des familles de fonctions qui sont locales, c'est-à-dire définies uniquement sur un intervalle temporel

^bLa méthode en coordonnées principales est décrite en annexe A.

fixé.

Ces fonctions sont décrites à partir d'une ondelette analysante $\phi(t)$ ayant une forme caractéristique de leur famille (plusieurs profils sont possibles et portent le nom de leur créateur : Haar, Daubechies, Meyer,...) et dont la valeur moyenne est nulle.

On construit une famille d'ondelettes $\phi_{a,b}(t)$ au moyen de translations en temps (paramètre b) et de dilatations ou de compressions en temps (selon que le paramètre a est supérieur ou inférieur à l'unité) [SID98, DEH01] :

$$\phi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \phi\left(\frac{t-b}{a}\right) \tag{6.16}$$

Le paramètre a est appelé facteur d'échelle : l'ondelette est d'autant plus comprimée que a est petit. Les ondelettes conduisent à une interprétation « temps-échelle » plutôt que « temps-fréquence » (Figure 6.2). Echelle et fréquence varient d'ailleurs en sens inverse ! L'avantage des ondelettes par rapport à la transformée de Fourier est d'utiliser au sein d'un même processus des intervalles temporels importants pour les phénomènes à basse fréquence et des intervalles temporels courts pour les phénomènes haute fréquence (Figure 6.3).

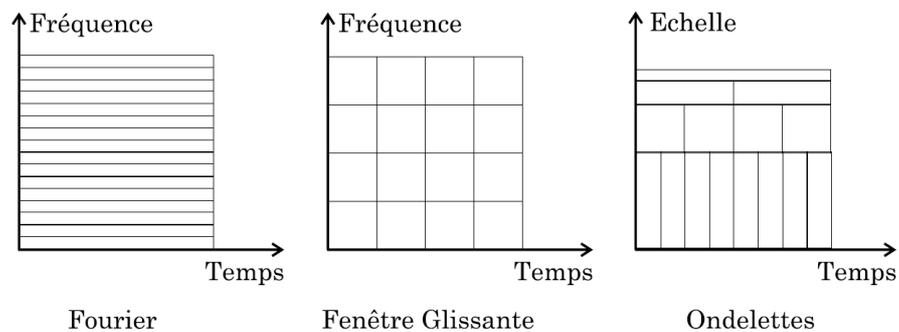


FIG. 6.2 – Compromis entre résolution temporelle et résolution fréquentielle réalisée par les ondelettes (Figure issue de [DEH01])

Les fonctions $\phi_{a,b}(t)$ sont généralement construites de telle manière à constituer une base orthogonale de $L^2(\mathbb{R})$ [SID98] :

$$\langle \phi_{a,b}(t), \phi_{a',b'}(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{a,b}(t) \phi_{a',b'}^*(t) dt = \delta_{aa'} \delta_{bb'} \tag{6.17}$$

où l'indice * désigne le conjugué.

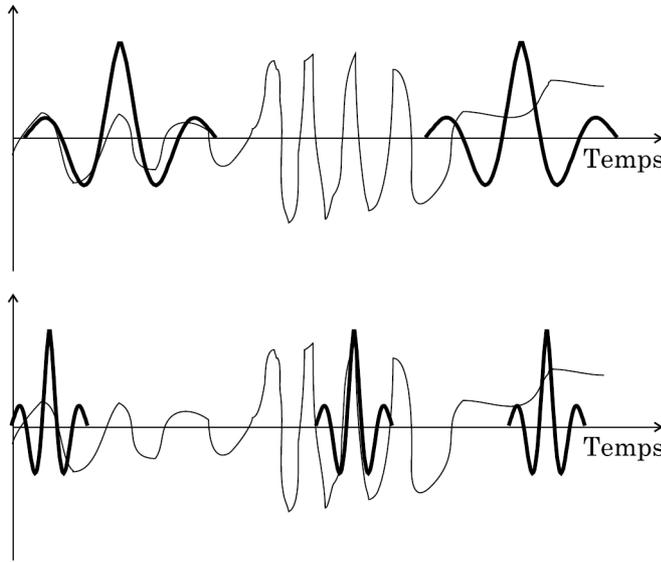


FIG. 6.3 – Illustration du principe de l'analyse en ondelettes (Figure issue de [DEH01])

La transformée en ondelettes d'une fonction $f(t)$ est définie par [SID98] :

$$F(a, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \phi_{ab}(t) dt \quad (6.18)$$

La transformée inverse est, quant à elle, définie par :

$$f(t) = \int_{0+}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(a, b) \phi_{ab}(t) da db \quad (6.19)$$

Les coefficients d'ondelettes $F(a, b)$ seront importants lorsque la fréquence du signal $f(t)$ contenue dans l'intervalle de temps pris en compte par l'ondelette est de l'ordre de $1/a$. Si le signal est de basse fréquence vis-à-vis des oscillations de l'ondelette, ses coefficients seront négligeables.

Sous sa forme discrétisée, la décomposition en ondelettes est donnée par :

$$f(t) = \sum_a \sum_b \tilde{F}_{a,b} \phi_{a,b}(t) \quad (6.20)$$

où $\tilde{F}_{a,b}$ représentent les coefficients d'ondelettes discrets de la fonction $f(t)$.

Si on considère que la force d'excitation $f(t)$ que l'on cherche à identifier peut être représentée simplement par une somme finie pondérée de fonctions $\phi_b(t)$ translatées dans le temps, l'équation (6.20) se réduit alors à [DOY97, DER05] :

$$f(t) = \sum_{b=0}^M \tilde{F}_b \phi_b(t) \quad M < N \quad (6.21)$$

où N représente le nombre de points sur lequel sont échantillonnés les signaux temporels et $\phi_b(t)$ l'ondelette analysante $\phi(t)$ retardée d'une quantité $b * h$, h étant le pas de temps de l'échantillonnage. Le nombre de termes M apparaissant dans l'équation (6.21) doit être assez grand pour pouvoir recouvrir la durée de l'excitation $f(t)$ mais doit être **inférieur** au nombre d'échantillons N . Cette réduction a pour but de ne conserver que la partie du signal temporel pour laquelle le rapport signal/bruit est prépondérant et ainsi d'améliorer le processus d'identification en présence de bruit.

Pour tous les cas que nous avons traités dans le cadre de ce travail^c, nous avons employé une ondelette analysante $\phi(t)$ de type choc « demi-sinus » :

$$\phi(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} (1 - \cos(\frac{2\pi}{\tau} t)) & 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (6.22)$$

La durée τ de l'ondelette analysante $\phi(t)$ doit être définie de telle manière à ce que son contenu fréquentiel excède celui de la force d'excitation $f(t)$ que l'on cherche à identifier. Dans le contexte des chocs pyrotechniques, la détermination de la durée optimale τ est problématique étant donné qu'on ne dispose a priori d'aucune information expérimentale sur la durée de l'excitation $f(t)$.

La substitution de l'expression (6.21) dans l'équation (6.2) permet d'exprimer la réponse temporelle du système en fonction des coefficients d'ondelettes discrets de la force d'excitation $f(t)$:

$$\tilde{x}(t) = \sum_b \tilde{F}_b \int_0^\infty h(t - \tau) \phi_b(\tau) d\tau = \sum_b \tilde{F}_b \psi_b(t) \quad (6.23)$$

où les fonctions $\psi_b(t)$ correspondent à la réponse vibratoire qu'aurait le système mécanique s'il était sollicité par une force d'excitation correspondant à l'ondelette $\phi_b(t)$. Les fonctions $\psi_b(t)$ peuvent être déduites à partir d'une approche aux éléments finis.

Les coefficients \tilde{F}_b minimisant l'écart ϵ entre la réponse mesurée $x(t)$ et la réponse estimée $\tilde{x}(t)$, définie par [DOY97] :

$$\epsilon = |x(t) - \sum_b \tilde{F}_b \psi_b(t)|^2, \quad (6.24)$$

sont solutions du système d'équations suivant^d :

$$[\tilde{G}] \{\tilde{F}_b\} = \{\tilde{x}\} \quad (6.25)$$

^cSauf indication contraire dans le texte

^dCe système d'équations est obtenu classiquement par une méthode des moindres carrés.

où,

$$[\tilde{G}]_{ij} = \sum_{k=0}^N \psi_i(t_k) \psi_j(t_k) \quad i, j = 1 \dots M \quad (6.26)$$

$$\{\tilde{x}\}_i = \sum_{k=0}^N \psi_i(t_k) x(t_k) \quad i = 1 \dots M \quad (6.27)$$

La matrice $[\tilde{G}]$ est une matrice $[M \times M]$ présentant les propriétés d'une matrice de Toeplitz^e. La dimension de la matrice $[\tilde{G}]$ doit être plus petite que le nombre d'échantillons N de telle manière à réduire les effets néfastes du bruit entachant les signaux temporels lors du processus d'identification.

Si on dispose de n réponses, les coefficients d'ondelettes \tilde{F}_b de la fonction d'excitation $f(t)$ s'obtiennent par une relation similaire à l'équation (6.25) :

$$\sum_i^n [\tilde{G}_i] \{\tilde{F}_b\} = \sum_i^n \{\tilde{x}_i\} \quad (6.28)$$

6.4 Application à un système théorique – le système à 3 degrés de liberté

6.4.1 Description du système

Le système de référence théorique que nous avons considéré est le système à trois degrés de liberté (3DL) étudié dans le cadre des laboratoires du cours de *Dynamique et vibrations des systèmes mécaniques discrets*[CON08]. Le système est schématisé à la Figure 6.4 et est composé de trois masses m identiques, réunies entre elles par des ressorts de raideur linéaire k et au bâti par des ressorts linéaires de raideur k' . Le mouvement est amorti par des *dashpots* de constante c reliés également au bâti. Les paramètres de configuration utilisés pour décrire le système sont les déplacements verticaux des trois masses m .

Les propriétés physiques et modales de ce système mécanique sont reprises respectivement aux Tableaux 6.1 et 6.2.

La force d'excitation est imposée au niveau du degré de liberté 1 et l'identification a été réalisée au départ des accélérations simulées des trois masses. Les réponses issues des simulations numériques ont été polluées artificiellement par un bruit aléatoire de manière à représenter

^eOn appelle matrice de Toeplitz une matrice dont les coefficients sur une diagonale descendant de gauche à droite sont les mêmes. En d'autres mots, toute matrice R_n carrée d'ordre $n \geq 1$ à coefficients réels telle que : $R_n(i, j)$ ne dépend que de $|i - j|$ est une matrice de Toeplitz.

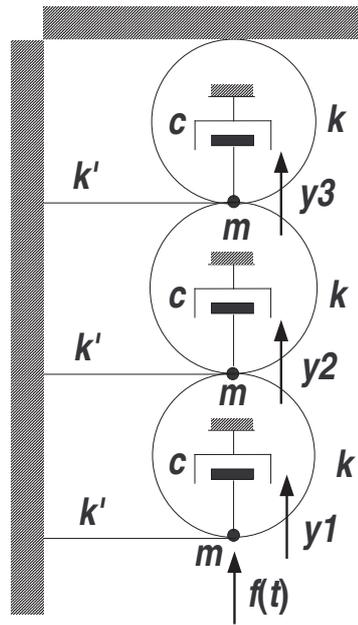


FIG. 6.4 – Système de référence théorique à 3 degrés de liberté

TAB. 6.1 – Caractéristiques physiques du système à 3DL

m	1 kg
k	161000 N/m
k'	76315 N/m
c	40 Ns/m

TAB. 6.2 – Caractéristiques modales du système à 3DL

	Mode 1	Mode 2	Mode 3
Fréquences propres f_k (Hz)	52	91	123
Degré d'amortissement réduit ξ_k (%)	6	3.5	2.5

des mesures expérimentales. Si $x^{\text{th}}(t)$ désigne une réponse théorique, la réponse bruitée correspondante $x^{\text{b}}(t)$ est obtenue par :

$$x^{\text{b}}(t) = x^{\text{th}}(t) + \tau(1 - 2\sigma) x^{\text{th}}(t) \quad (6.29)$$

où,

- τ désigne le taux de bruit maximum fixé arbitrairement à 20 %,
- σ est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

La force d'excitation utilisée est un choc « demi-sinus » :

$$f(t) = \begin{cases} \frac{F_{\max}}{2} [1 - \cos(\frac{2\pi}{\tau} t)] & 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (6.30)$$

d'amplitude F_{\max} de 30 N et de durée τ de 1 ms (Figure 6.5).

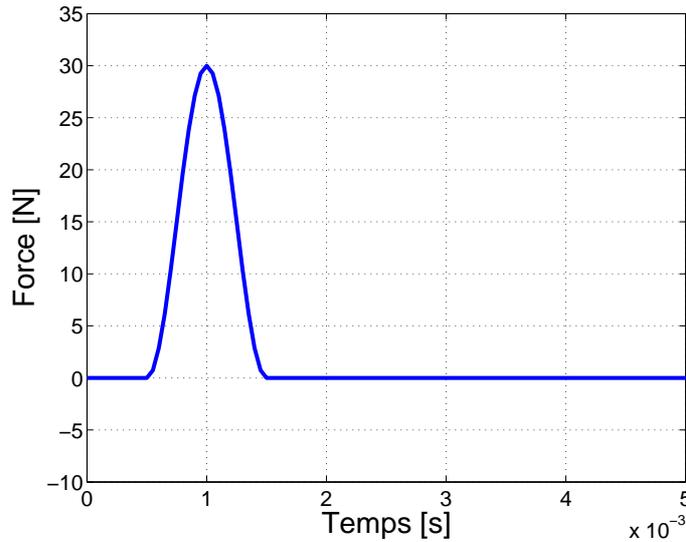


FIG. 6.5 – Force d'excitation théorique imposée au système à 3DL au niveau du nœud 1

Les paramètres de simulation que nous avons employés pour nos simulations numériques sont renseignés au Tableau 6.3.

TAB. 6.3 – Paramètres de simulation

Durée de la simulation T	1 s
Pas d'intégration h	0.05 ms
Nombre d'échantillons $N = T/h$	20000
Résolution fréquentielle $\Delta f = 1/T$	1 Hz

6.4.2 Identification par la méthode de Wiener

La Figure 6.6(a) et la Figure 6.6(b) montrent les résultats obtenus par la méthode de Wiener. La Figure 6.6(a) correspond au cas où les accélérations ne sont pas artificiellement bruitées; tandis que la Figure 6.6(b) correspond au cas où un bruit aléatoire a été superposé

aux accélérations simulées.

Dans le cas non bruité, la méthode de Wiener synthétise fidèlement la force d'excitation initiale. Dans le cas de figure où un signal vient polluer artificiellement la réponse temporelle, l'amplitude du choc n'est pas parfaitement reproduite. Par ailleurs, on observe de faibles oscillations après le choc.

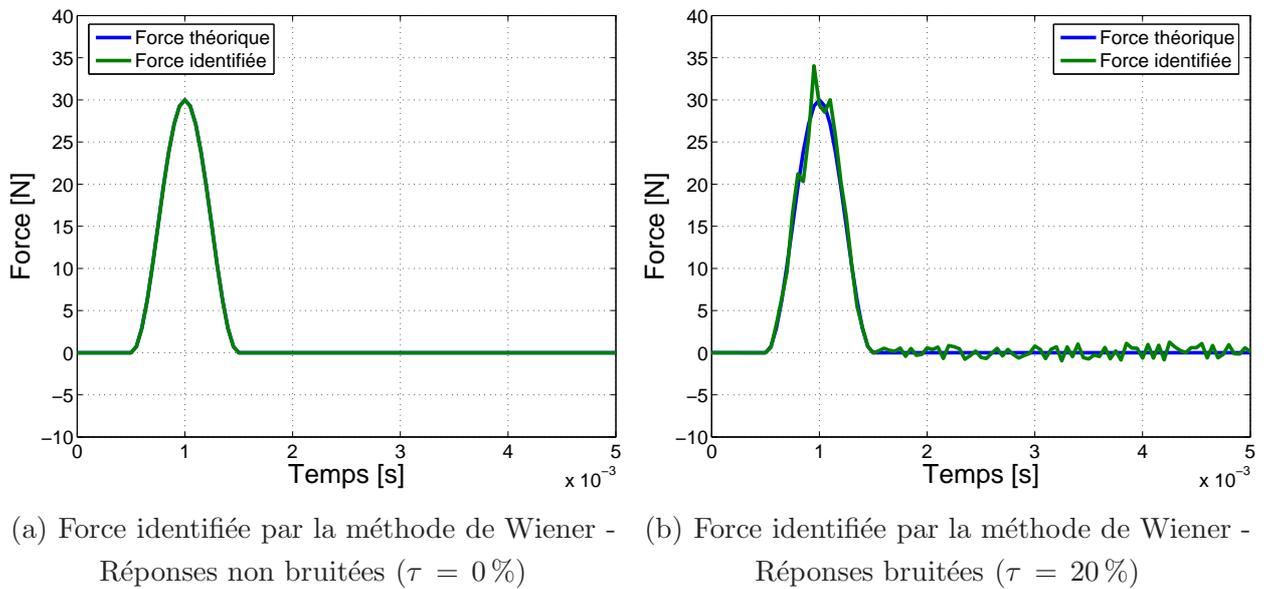


FIG. 6.6 – Résultats obtenus par la méthode de Wiener - Application au système à 3DL

6.4.3 Identification la méthode par décomposition en ondelettes

Les Figures 6.7(a) et 6.7(b) montrent les forces identifiées par la méthode de décomposition en ondelettes respectivement dans les cas non bruités et bruités. La méthode de décomposition en ondelettes conduit aux mêmes observations que celles obtenues à partir de la méthode de Wiener. Dans le cas non bruité, la méthode fournit une identification parfaite ; mais lorsqu'on applique artificiellement un bruit sur les réponses temporelles simulées, la force identifiée, dont l'amplitude s'écarte de près de 20 % de l'amplitude initiale, est marquée par de nombreuses oscillations.

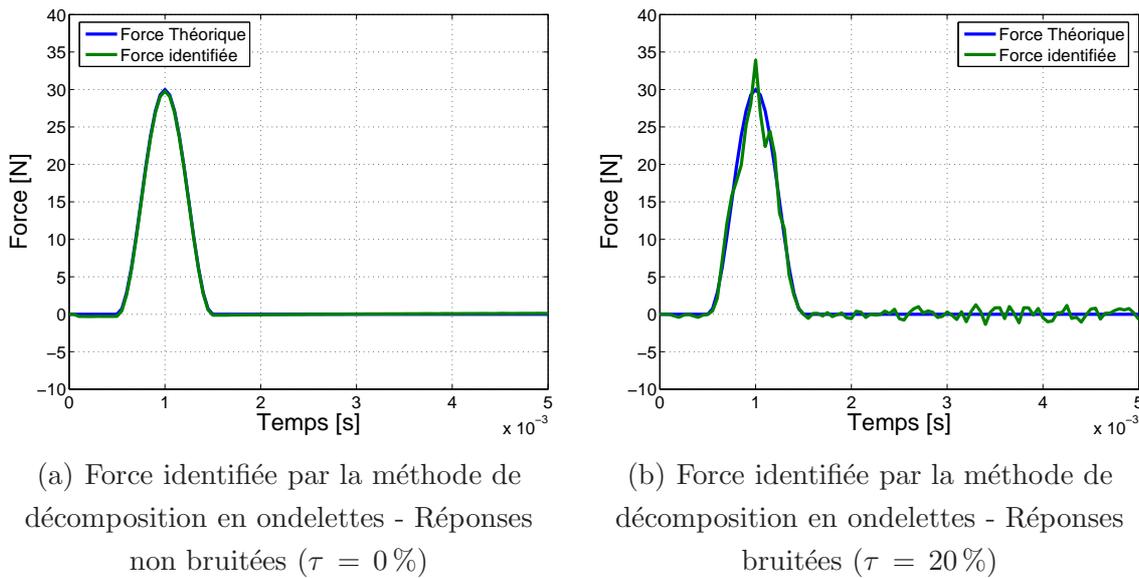


FIG. 6.7 – Résultats obtenus par la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes - Application au système théorique à 3DL

6.5 Application à des systèmes de référence expérimentaux

6.5.1 Poutre encastree-libre

Le dispositif expérimental, représenté à la Figure 6.8, est composé d'une poutre en acier dont une extrémité est libre et l'autre est encastree dans le bâti.

Les propriétés géométriques ainsi que les propriétés du matériau sont renseignées au Tableau 6.4.

TAB. 6.4 – Propriétés géométriques et physiques de la poutre

Longueur de la poutre L	0.8 m
Largeur de la section b	30 mm
Épaisseur de la section h	4 mm
Masse volumique de la poutre ρ	7850 kg/m ³
Module d'élasticité de Young E	186 GPa

Un modèle éléments finis de la poutre a été développé à l'aide d'EasyFEM qui est un toolbox destiné au calcul éléments finis et développé sous l'environnement Matlab par le

service de *Mécanique Rationnelle, Dynamique et Vibrations* de la Faculté Polytechnique de Mons [MRDVa]. Les éléments utilisés pour modéliser la structure sont des éléments « poutre » à 2 nœuds (2 ddl/nœud), codifiés BEAM1D dans EasyFEM. Nous avons considéré un total de 40 éléments sur la longueur de la poutre. Le modèle a été ensuite réduit pour ne conserver que les seuls degrés de liberté de translation des 10 nœuds représentés à la Figure 6.9.

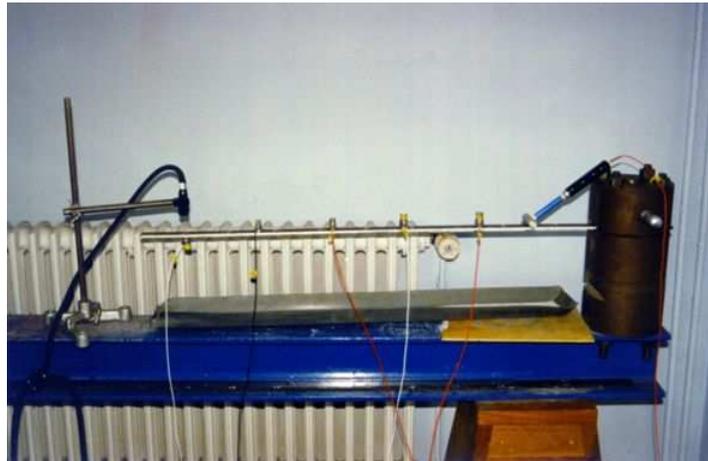


FIG. 6.8 – Dispositif expérimental - Poutre encastree libre

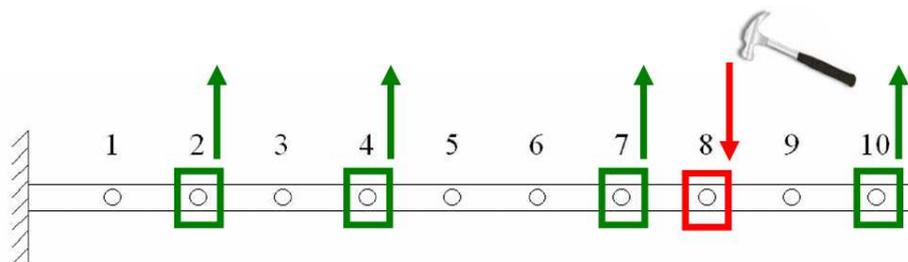


FIG. 6.9 – Localisation des nœuds expérimentaux sur la poutre encastree-libre

La force d'impact a été appliquée au niveau du nœud 8 à l'aide d'un marteau instrumenté d'un capteur de force Dytran 5850B, de sensibilité égale à 44.48 N/V^f. Les réponses vibratoires ont été relevées aux nœuds 2, 4, 7, et 10 au moyen d'accéléromètres piézoélectriques DYTRAN 3100B, de sensibilité nominale de 100 mV/g, fixés à la structure par aimantation^g.

Le système d'acquisition utilisé lors de ces mesures est un SCADAS III, piloté depuis le logiciel Test.Lab. Les paramètres d'acquisition que nous avons utilisés sont renseignés au

^fLa datasheet complète de l'accéléromètre DYTRAN 5850B est donnée à l'annexe C.

^gLa datasheet complète de l'accéléromètre DYTRAN 3100B est donnée à l'annexe C.

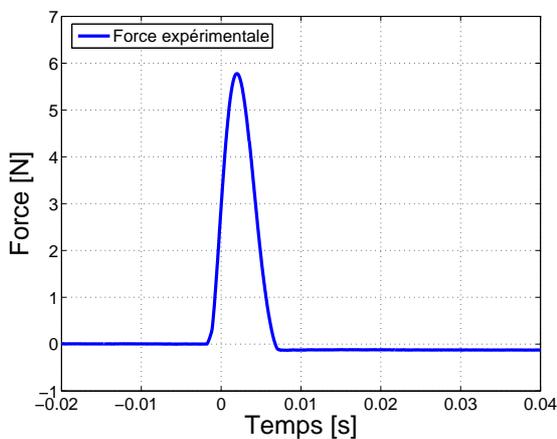
Tableau 6.5.

TAB. 6.5 – Paramètres d’acquisition

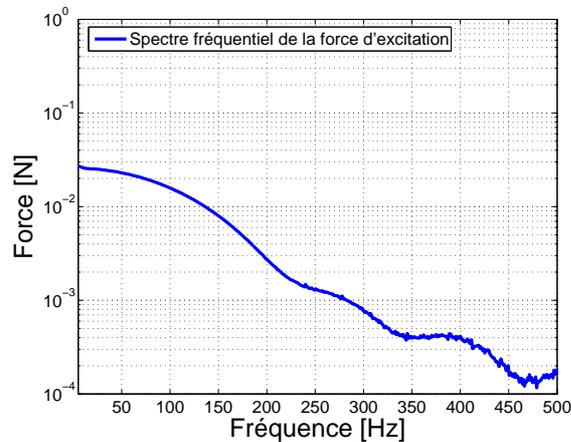
Type d’excitation	impulsionnelle (au marteau)
Nombre d’accéléromètres	4
Fréquence d’échantillonnage f_s	8192 Hz
Résolution fréquentielle	1 Hz
Nombre de moyennes	4
Fenêtrage d’entrée	rectangulaire
Fenêtrage de sortie	exponentiel

La force d’excitation mesurée durant l’essai est représentée à la Figure 6.10(a). Comme le montre la Figure 6.10(b), son contenu fréquentiel ne s’étend pas au-delà de 500 Hz.

Quelques réponses mesurées durant l’essai sont représentées à titre illustratif aux Figures 6.11(a) à 6.11(d).



(a) Force d’excitation mesurée



(b) Spectre fréquentiel de la force d’excitation mesurée

FIG. 6.10 – Caractéristiques temporelle et fréquentielle de la force d’excitation mesurée au nœud 8

Les fonctions de réponse en fréquence mesurées et celles calculées en exploitant le modèle aux éléments finis sont superposées aux Figures 6.12(a) à 6.12(d). On observe une relativement bonne correspondance entre l’expérience et la simulation dans la gamme de fréquences [0 – 1 kHz]. Vu la bonne correspondance entre les grandeurs mesurées et calculées dans la gamme de

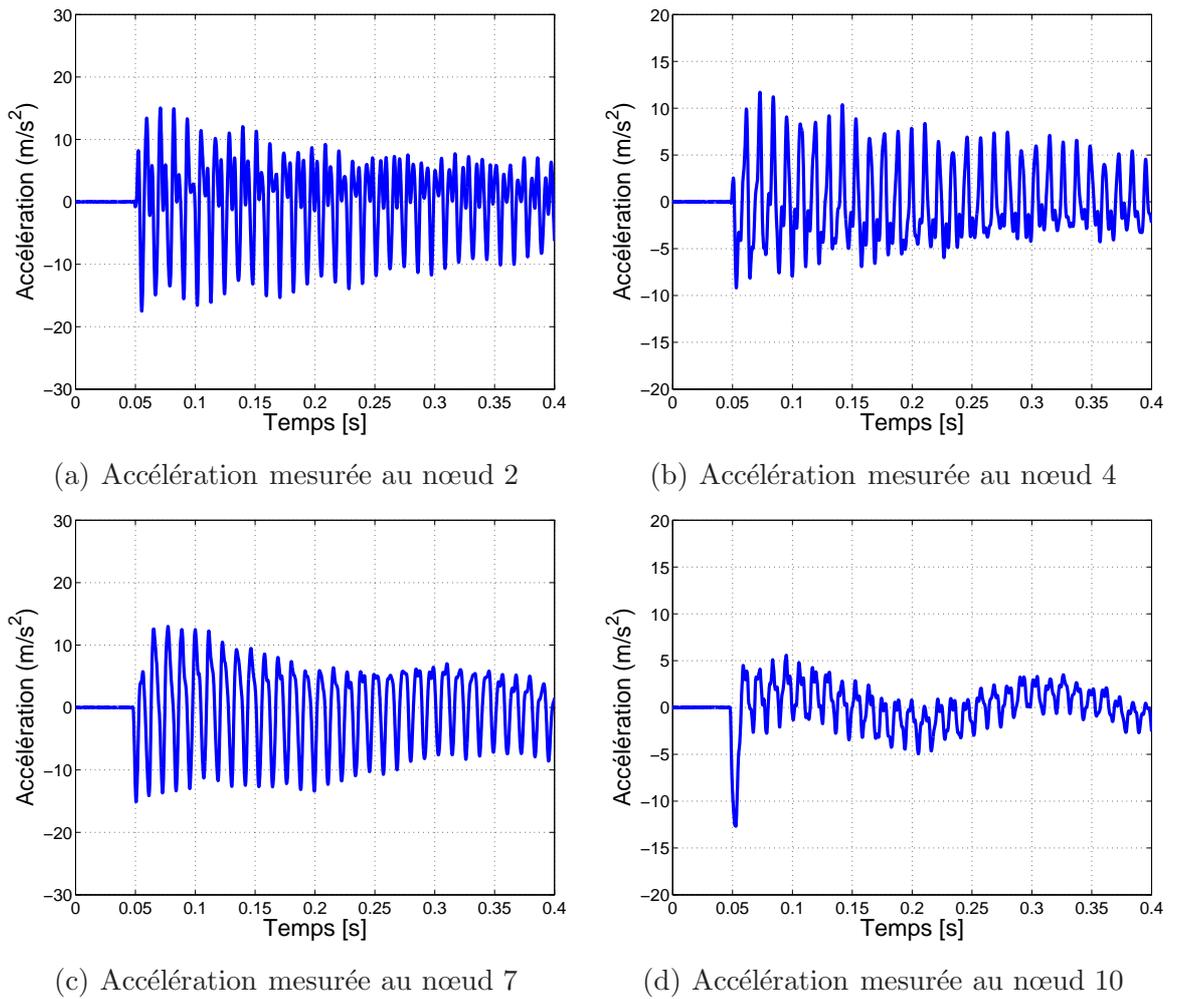


FIG. 6.11 – Exemples d'accélération mesurées durant l'essai

fréquences [0 – 500 Hz], on peut admettre raisonnablement que le modèle éléments finis peut être exploité pour procéder à l'identification de la force d'excitation.

6.5.1.1 Identification des forces d'excitation par la méthode de Wiener

En toute rigueur, l'application de la méthode de Wiener nécessite la détermination de la fonction de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$. Comme nous avons déjà pu l'évoquer à la section 6.3.2, la fonction de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ est difficilement identifiable car elle dépend d'une part des forces d'excitation, or celles-ci constituent l'inconnue du problème, et d'autre part du type et du niveau de bruit entachant les réponses vibratoires mesurées. Pour simplifier le problème d'identification, nous avons envisagé dans un premier temps une fonction de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ nulle sur toute la gamme fréquentielle. Rappelons que sous cette condition, la méthode de Wiener s'apparente à la méthode en coordonnées principales.

La Figure 6.13 montre la force identifiée à partir de la méthode en coordonnées principales

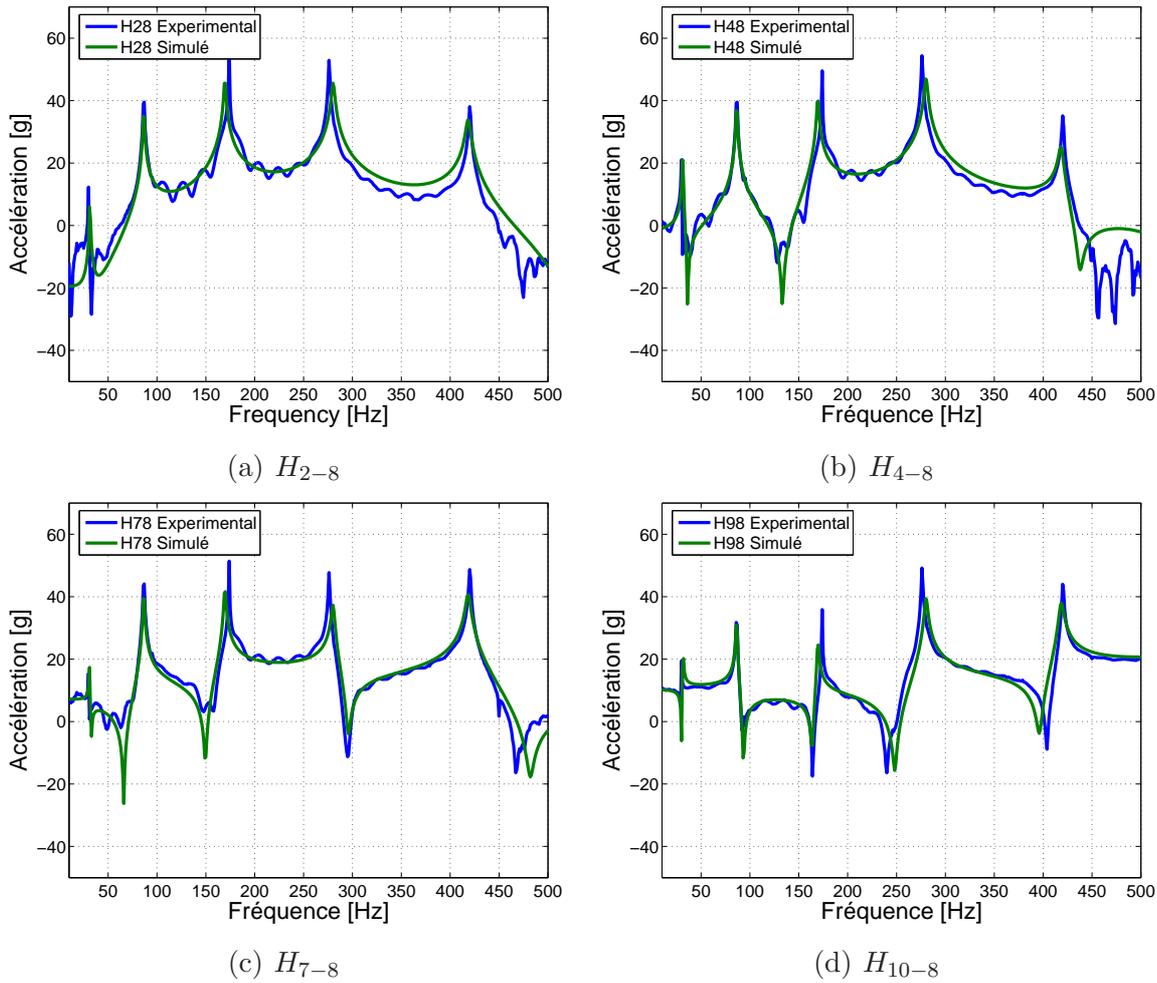


FIG. 6.12 – Comparaison des fonctions de réponse en fréquence mesurées avec celles déduites du modèle éléments finis

($\mathfrak{R}(\omega) = 0$) : l'amplitude et la durée du choc sont correctement reproduites, toutefois la force identifiée présente de nombreuses oscillations dont les amplitudes peuvent atteindre environ 20 % de l'amplitude du choc.

Malgré cela, la comparaison des Spectres de Réponse au Choc expérimentaux avec ceux simulés, à partir du modèle éléments finis et de la force identifiée par la méthode de Wiener, montre que les résultats obtenus sont « satisfaisants » étant donné que les écarts moyens entre SRC sont inférieurs à 1 dB (Tableau 6.6).

En vue d'améliorer la qualité de l'identification, nous avons introduit dans notre modèle une fonction de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ constante sur l'ensemble de la gamme fréquentielle. Comme on peut l'observer à la Figure 6.14, l'introduction d'une fonction de régularisation constante n'apporte aucune amélioration significative sur les résultats. Idéalement, cette fonction de régularisation doit être déterminée pour chaque pulsation ω . Différentes techniques, dont la

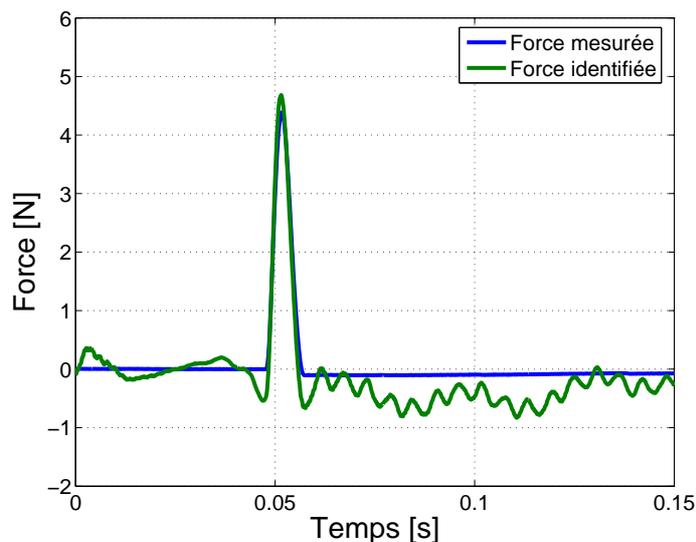


FIG. 6.13 – Force identifiée à partir de la méthode en coordonnées principales

TAB. 6.6 – Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques – Méthode de Wiener

Méthode de Wiener ($\Re(\omega) = 0$)				
Nœud	$\mu(\Delta_i)$ (dB)	$\sigma(\Delta_i)$ (dB)	δ_i^+ (%)	δ_i^- (%)
2	0.64	0.17	0	0
4	1.40	0.32	47	0
7	0.28	0.22	1	0
10	1.16	0.30	18	0
μ_G (dB)		σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)	
0.87		0.25	16	

méthode LC (pour « L Curve ») décrite succinctement en annexe A, permettent de l'estimer à partir uniquement des données du problème. Dans son travail de thèse, Hadjit [HAD01] a montré, à partir de systèmes de référence théoriques et expérimentaux, que ces méthodes ne conduisent pas à une fonction de régularisation qui limite efficacement l'erreur d'identification ; c'est pourquoi, dans le cadre de cette thèse de doctorat, nous n'avons pas investigué davantage dans ces méthodes.

Les oscillations observées dans le profil de la force identifiée peuvent éventuellement s'expliquer par un effet de troncature du signal temporel lors du calcul de sa Transformée de Fourier Discrète (TFD). En effet, le calcul de la TFD suppose que le signal enregistré durant la période T se répète indéfiniment selon le même motif. Or, le système étudié étant

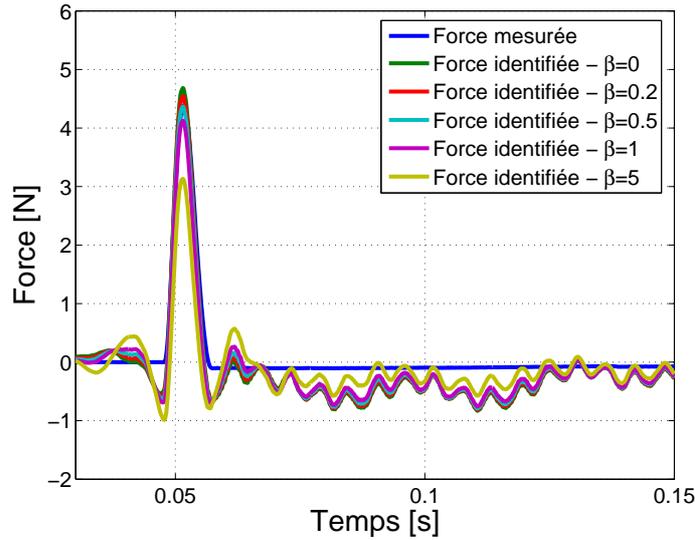


FIG. 6.14 – Influence du paramètre de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ sur l'identification de la force d'excitation

une structure faiblement amortie, sa réponse vibratoire n'a pas le temps, comme en atteste la Figure 6.11, de s'atténuer complètement durant la période d'acquisition T . Cela conduit donc à des discontinuités à chaque « cycle » pouvant perturber l'estimation des coefficients de Fourier. On peut remédier à ce problème en multipliant le signal mesuré par une fenêtre temporelle qui présente des valeurs nulles à ses extrémités, de manière à assurer la continuité du signal.

Dans le cas de l'analyse de signaux transitoires dont la durée excède la longueur de l'enregistrement, comme classiquement rencontré lors de mesures de réponses de structures faiblement amorties soumises à des impacts, il est conseillé d'utiliser une fenêtre **exponentielle** [DEH01]. La fenêtre exponentielle est définie par la fonction :

$$w(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } 0 \leq t < T_a \\ 1 & \text{pour } T_a \leq t < T_b \\ e^{-\xi(t-T_b)} & \text{pour } T_b \leq t \leq T \end{cases} \quad (6.31)$$

En pratique, il faut veiller à ce que le niveau du signal en fin de l'enregistrement soit de l'ordre du centième du niveau le plus haut.

Comme en témoigne les résultats présentés à la Figure 6.15, l'application d'une fenêtre exponentielle sur les signaux transitoires mesurés n'améliore aucunement la qualité de l'identification. Toutefois, par acquit de conscience, nous appliquerons de manière systématique cette fenêtre temporelle lorsque nous utiliserons la méthode de Wiener.

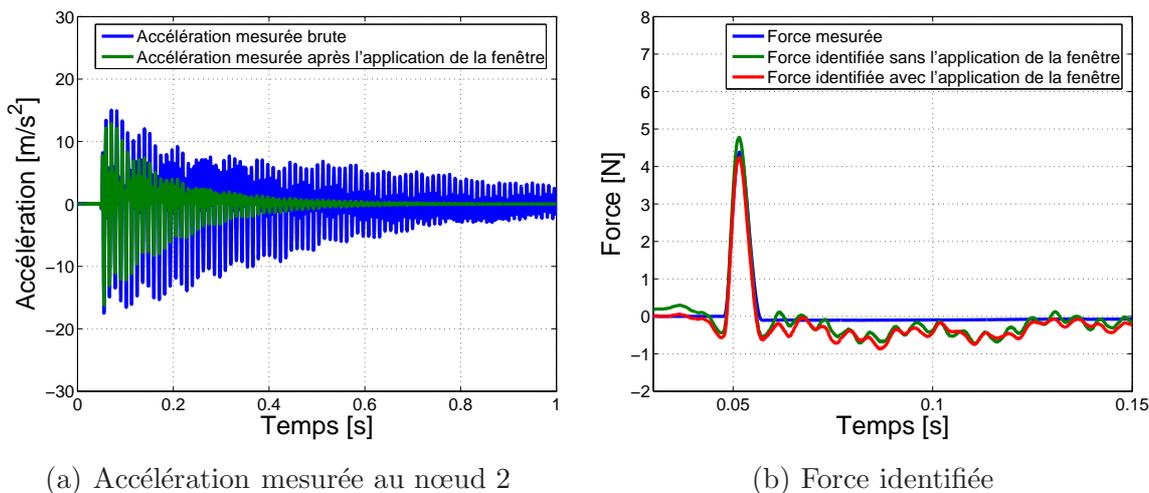


FIG. 6.15 – Influence de l’application d’une fenêtre exponentielle sur l’identification de la force d’excitation

6.5.1.2 Identification des forces d’excitation par la méthode de décomposition en ondelettes

Rappelons que cette méthode nécessite de spécifier la durée de l’ondelette analysante $\phi(t)$ ainsi que le nombre de termes M à conserver dans l’équation (6.21). L’estimation optimale de ces deux paramètres est étroitement liée à la durée du choc qui est a priori inconnue.

Cependant, dans le cas étudié ici, les caractéristiques de la force d’excitation sont connues ; en particulier la durée du choc qui est d’environ 10 ms (Figure 6.10(a)). Afin de nous placer dans des conditions idéales, nous avons considéré une ondelette analysante de type choc « demi-sinus » de durée 5 ms. Pour le paramètre M , nous avons pris arbitrairement un nombre égal à 245, ce qui correspond pour l’ondelette analysante $\phi(t)$ à un décalage temporel maximum de 30 ms.

Pour un des quatre impacts, choisi arbitrairement, la Figure 6.16 montre la force identifiée en utilisant la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes. Comme c’était le cas avec la méthode de Wiener, on observe après le choc de nombreuses oscillations dont les amplitudes sont également de l’ordre de 25 % de l’amplitude maximale du choc. Toutefois, l’analyse en ondelettes présente, par rapport à la méthode de Wiener, l’avantage de supprimer totalement ces oscillations après une durée égale à $M * h_s$ (Figure 6.16).

Les indicateurs statistiques $\mu(\Delta_i)$, $\sigma(\Delta_i)$, δ_i^+ et δ_i^- associés aux différents nœuds de mesure sont repris au Tableau 6.7. Les résultats obtenus sont tout à fait acceptables car les écarts moyens entre SRC sont largement inférieurs à la bande d’« admissibilité » de 3 dB définie à la section 4.3.3.1 du chapitre 4.

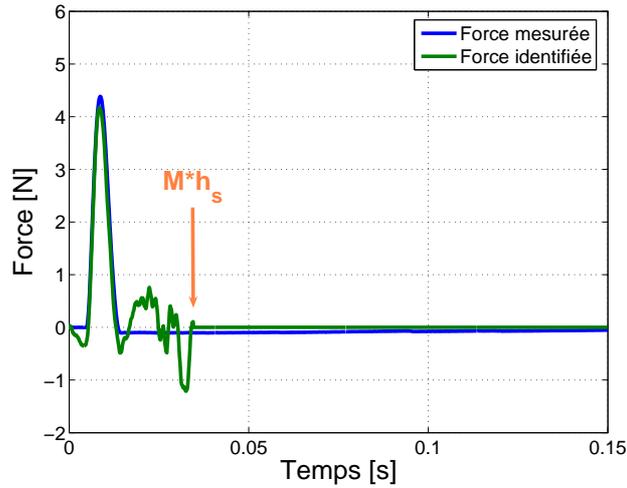


FIG. 6.16 – Force identifiée à partir de la méthode de décomposition en ondelettes

TAB. 6.7 – Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques – Méthode de décomposition par ondelettes

Méthode de décomposition en ondelettes				
Nœud	$\mu(\Delta_i)$ (dB)	$\sigma(\Delta_i)$ (dB)	δ_i^+ (%)	δ_i^- (%)
2	0.68	0.28	0	7
4	0.52	0.22	0	0
7	0.75	0.34	0	7
10	0.98	0.84	17	0
μ_G (dB)		σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)	
0.73		0.42	8	

6.5.2 Plaque suspendue verticalement à une structure tubulaire

Le système expérimental est celui présenté à la section 3.2 du chapitre 3 et est composé d'une plaque carrée en acier suspendue verticalement à une structure tubulaire à l'aide d'élingues en acier. Dans cette configuration, le système étudié peut être considéré comme « libre-libre », c'est à dire non relié au bâti et, par conséquent, non contraint par des conditions aux limites.

Le modèle éléments finis de ce système ainsi que sa validation dans le domaine modal et

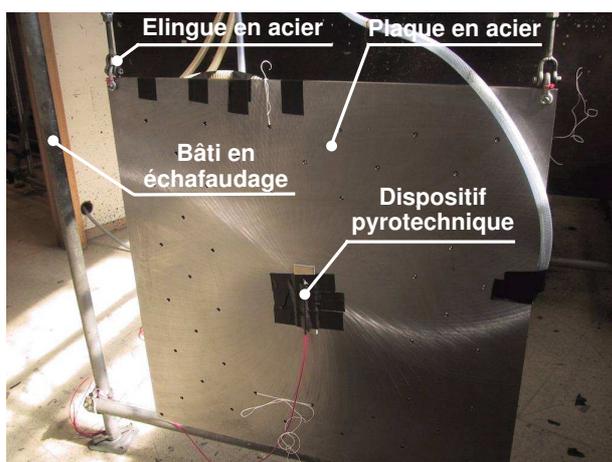


FIG. 6.17 – Dispositif expérimental – Plaque suspendue verticalement

dans le domaine temporel ont été présentés au chapitre 4.

La force d'excitation a été imposée au niveau du nœud 1 et le processus d'identification s'est fait à partir des accélérations mesurées aux nœuds 2, 3, 5, 6, 9 et 13 (Figure 6.18).

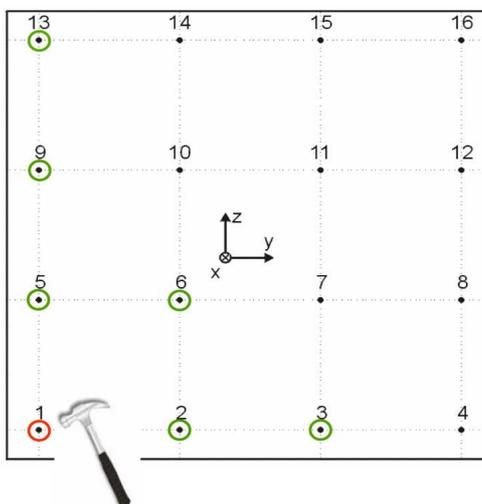


FIG. 6.18 – Localisation des nœuds expérimentaux sur la plaque

Le système d'acquisition utilisé est composé d'une carte Nicolet BE 493 XE comportant 8 canaux. Les accélérations ont été mesurées à l'aide d'accéléromètres ISOTRON 7255A-01 vissés directement sur la plaque en acier^h.

^hLa datasheet complète de l'accéléromètre ISOTRON 7255A-01 est donnée à l'annexe C.

L'ensemble des enregistrements temporels ont été échantillonnés à 100 kHz sur une durée de 0.0819 s (8192 échantillons) et ont été filtrés par un filtre *anti-aliasing* de fréquence de coupure de 10 kHz. Les paramètres d'acquisition utilisés sont repris au Tableau 6.8.

TAB. 6.8 – Paramètres d'acquisition

Type d'excitation	impulsionnelle (au marteau)
Nombre d'accéléromètres	6
Gamme de fréquences analysées	10 kHz
Fréquence d'échantillonnage	100 kHz
Résolution fréquentielle	12.21 Hz
Nombre de moyennes	1
Fenêtrage d'entrée	Aucun
Fenêtrage de sortie	Aucun

La force d'excitation mesurée et le spectre fréquentiel correspondant sont représentés respectivement aux Figures 6.19(a) et 6.19(b).

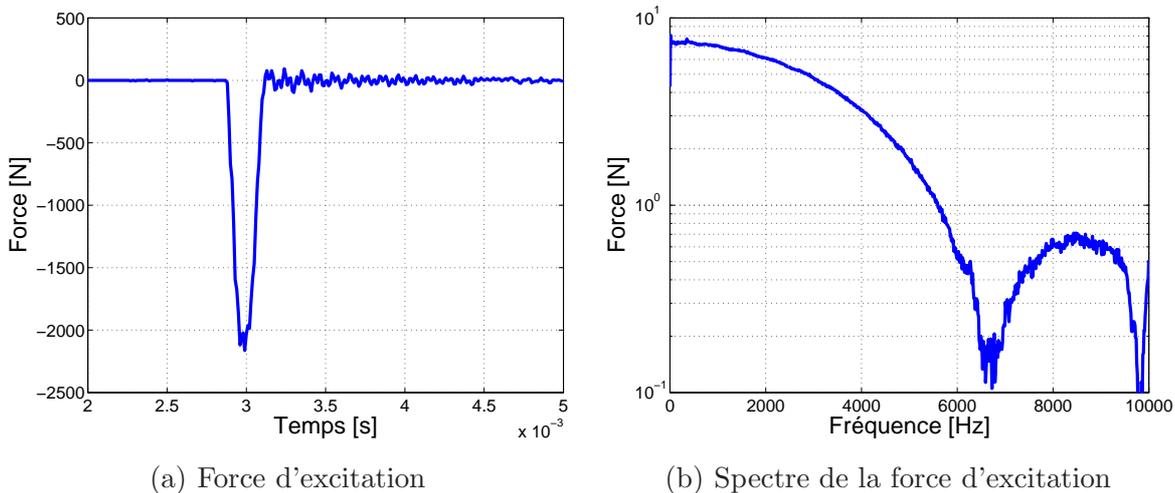


FIG. 6.19 – Caractéristiques temporelle et fréquentielle de la force d'excitation mesurée au nœud 8

A titre indicatif, quelques réponses mesurées durant l'essai sont représentées aux Figures 6.20(a) à 6.20(d).

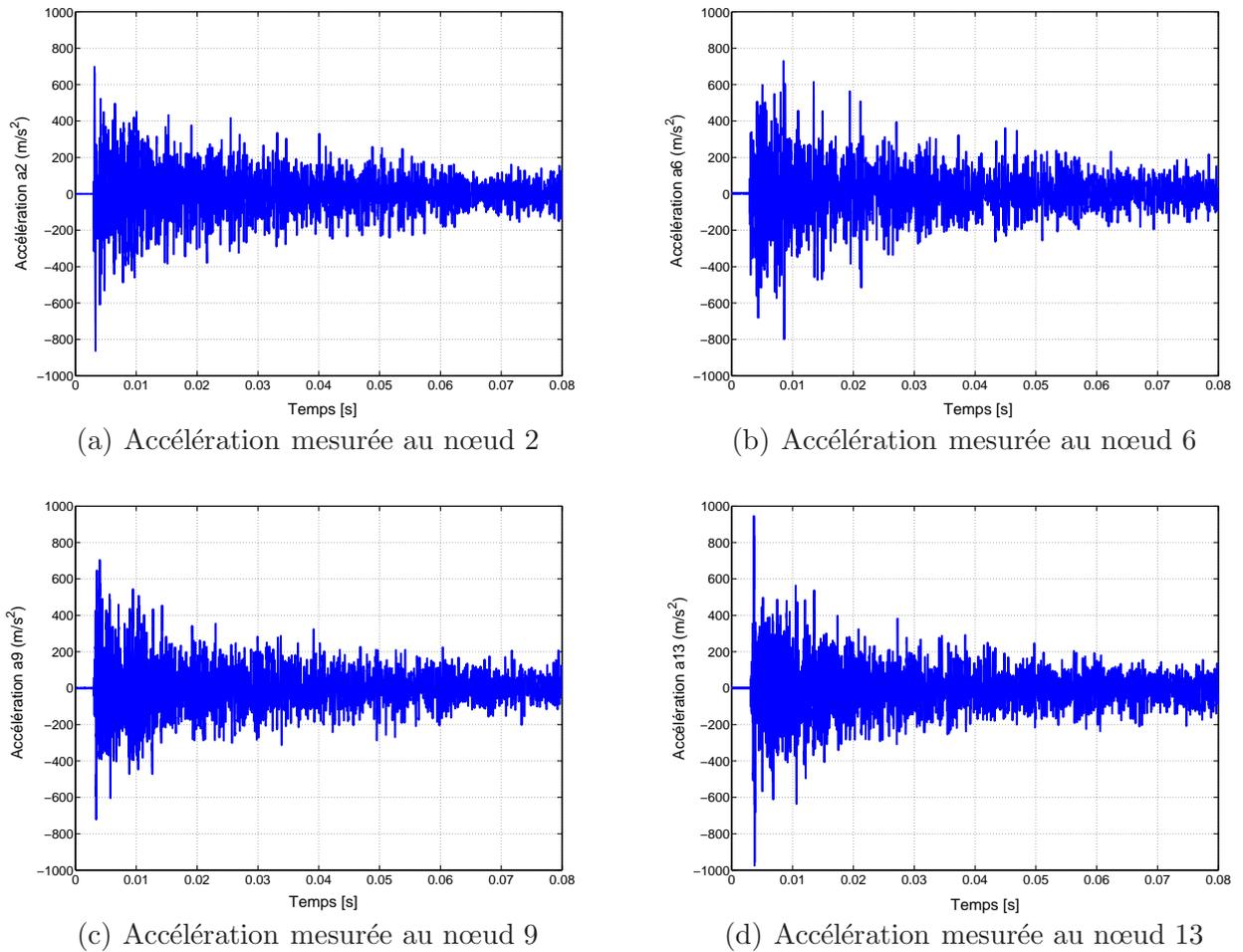


FIG. 6.20 – Exemples d'accélération mesurées aux différents nœuds durant l'essai

6.5.2.1 Identification des forces d'excitation par la méthode de Wiener

Comme pour l'exemple de la poutre encastree-libre, nous avons appliqué dans un premier temps la méthode de Wiener sans introduire de paramètre de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$.

La comparaison entre la force identifiée par la méthode de Wiener et celle mesurée expérimentalement est présentée à la Figure 6.21. On peut observer sur la force identifiée la présence de deux pics relativement importants : l'un de 2000 N, correspondant à l'amplitude réelle du choc, et l'autre de 800 N. Par souci de clarté, nous dénommerons le premier pic par choc « primaire » et le second par choc « secondaire ». La force identifiée présente, comme c'était le cas pour la poutre encastree-libre, de nombreuses oscillations dont les amplitudes peuvent parfois atteindre 25 % de l'amplitude maximale. Toutefois, l'amplitude et la durée du choc « primaire » correspondent à celles mesurées.

Malgré ces oscillations, le modèle permet de reproduire, sur base de la comparaison des

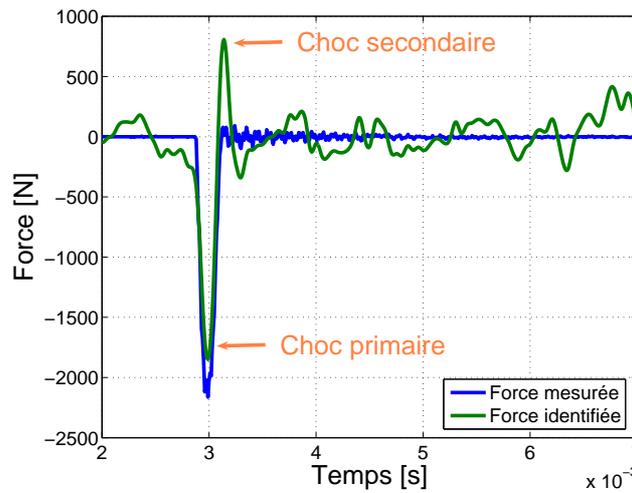


FIG. 6.21 – Force identifiée à partir de la méthode de Wiener

SRC, le comportement vibratoire de la plaque comme en atteste les valeurs des indicateurs statistiques reprises au Tableau 6.9. Toutefois, les niveaux vibratoires, générés à partir de la force identifiée par la méthode de Wiener, sont systématiquement beaucoup plus faibles que ceux relevés expérimentalement ; près de 30 % du SRC se trouve en **en dessous** de la bande d'« admissibilité ».

TAB. 6.9 – Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques

Méthode de Wiener ($\mathfrak{R}(\omega) = 0$)				
Nœud	$\mu(\Delta_i)$ (dB)	$\sigma(\Delta_i)$ (dB)	δ_i^+ (%)	δ_i^- (%)
6	1.67	1.03	1	49
2	1.37	0.94	1	31
3	1.36	0.91	3	35
5	1.44	1.17	1	38
9	1.24	0.87	4	23
13	1.81	1.15	3	42
μ_G (dB)		σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)	
1.48		1.01	38	

La Figure 6.22 montre l'influence du paramètre de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ sur l'identification de la force d'excitation. L'introduction d'un paramètre de régularisation n'apporte aucune amélioration notable dans l'identification de la force d'excitation.

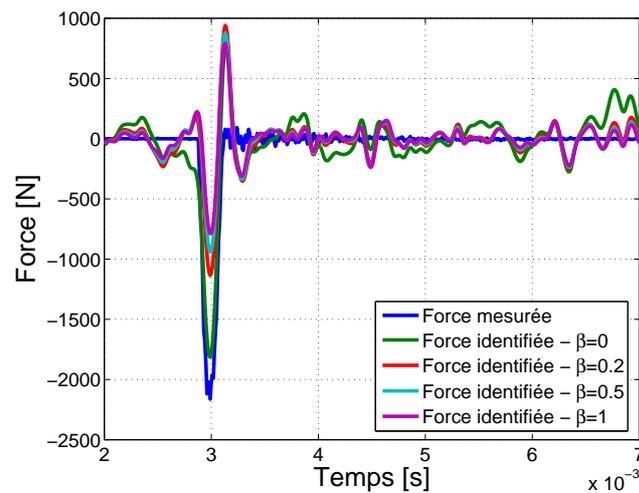


FIG. 6.22 – Influence du paramètre de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ sur l'identification de la force d'excitation

A titre illustratif, la Figure 6.23 montre pour les six nœuds de mesure la comparaison entre les SRC expérimentaux et ceux déduits du modèle éléments finis et de la force identifiée par la méthode de Wiener. La Figure 6.24 présente l'évolution temporelle, ainsi que le spectre fréquentiel en bande de 1/3 d'octave, des champs d'accélération mesurés et simulés.

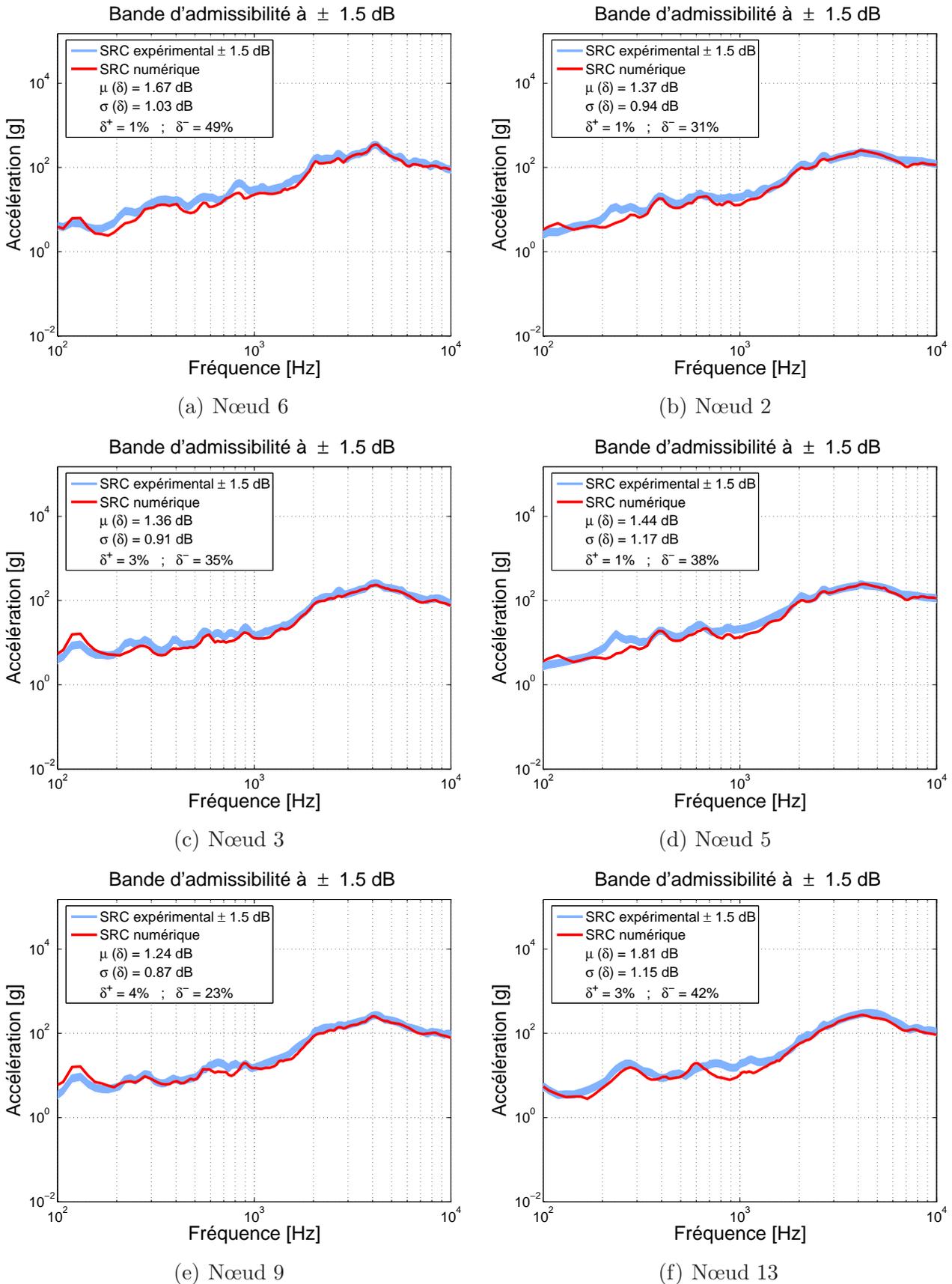


FIG. 6.23 – Comparaison des SRC expérimentaux et simulés – Méthode de Wiener

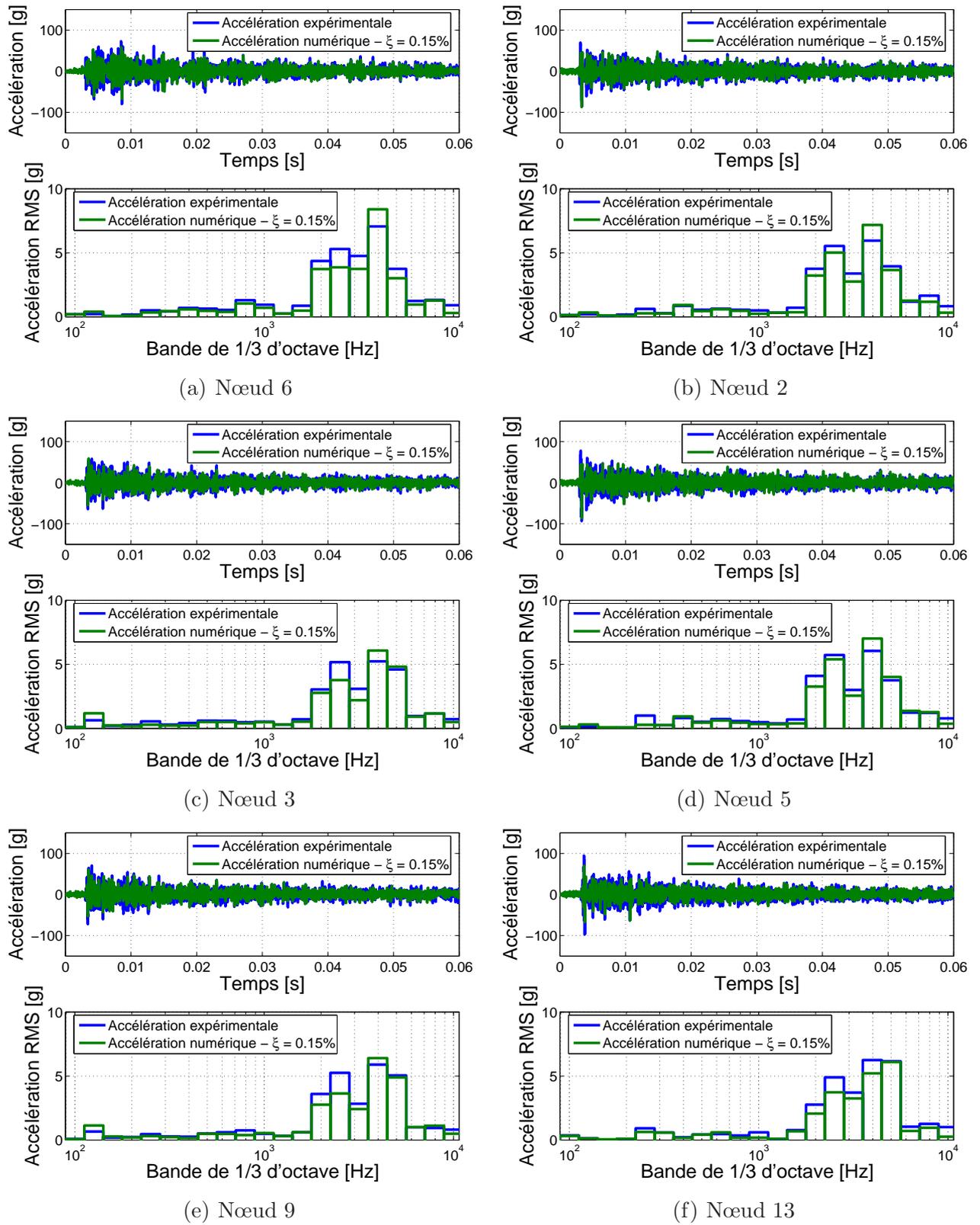


FIG. 6.24 – Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – méthode de Wiener

6.5.2.2 Identification des forces d'excitation par la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes

Nous avons employé une ondelette analysante $\phi(t)$ de type choc « demi-sinus » pour décomposer la force d'excitation. Pour que la décomposition en ondelettes ait un sens physique, il est évidemment indispensable que la durée τ des ondelettes soit plus courte que celle de la force d'excitation qui est inconnue a priori. La durée du choc valant approximativement $250 \mu\text{s}$ (Figure 6.19(a)), nous avons considéré, pour l'ondelette analysante $\phi(t)$, une durée de $125 \mu\text{s}$.

La Figure 6.25 montre la force identifiée en utilisant la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes. On observe également de nombreuses oscillations après le choc dont les amplitudes peuvent parfois atteindre 25 % de l'amplitude maximale du choc. Ces oscillations disparaissent totalement après un temps t_m approximativement égal au produit du paramètre M , que nous avons pris égal à 200, par le pas d'échantillonnage h_s (Figure 6.25). Cela s'explique par le fait que la force recherchée est décomposée en une somme pondérée de chocs « demi-sinus » translétés dans le temps avec un décalage temporel maximum de $M * h_s$.

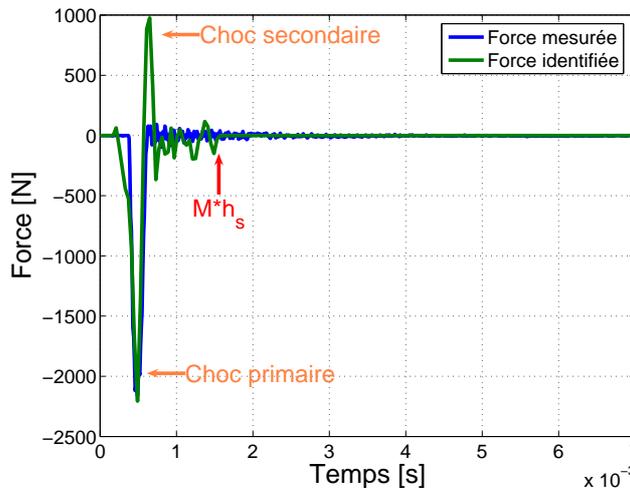


FIG. 6.25 – Force identifiée à partir de la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes

La correspondance entre l'expérience et la simulation est reprise au Tableau 6.10 sur base des indicateurs statistiques $\mu(\Delta_i)$, $\sigma(\Delta_i)$, δ_i^+ et δ_i^- associés aux différents nœuds de mesure. Les écarts moyens $\mu(\Delta_i)$ sont inférieurs à la largeur de 3 dB définissant la bande d'« admissibilité » et sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus précédemment à partir de la méthode de Wiener. Remarquons que la méthode a tendance à surestimer les niveaux vibratoires, étant donné que l'indicateur δ_i^+ est systématiquement supérieur à δ_i^- .

TAB. 6.10 – Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques

Méthode de décomposition en ondelettes				
Nœud	$\mu(\Delta_i)$ (dB)	$\sigma(\Delta_i)$ (dB)	δ_i^+ (%)	δ_i^- (%)
6	1.85	0.84	56	5
2	1.33	0.69	28	9
3	1.51	0.77	38	6
5	1.25	0.69	14	11
9	1.45	0.84	31	7
13	1.67	1.06	28	13
μ_G (dB)		σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)	
1.51		0.81	43	

A titre illustratif, la Figure 6.26 montre la comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés pour les six nœuds de mesure. La Figure 6.27 présente l'évolution temporelle, ainsi que le spectre fréquentiel en bande de 1/3 d'octave, des champs d'accélération mesurés et simulés.

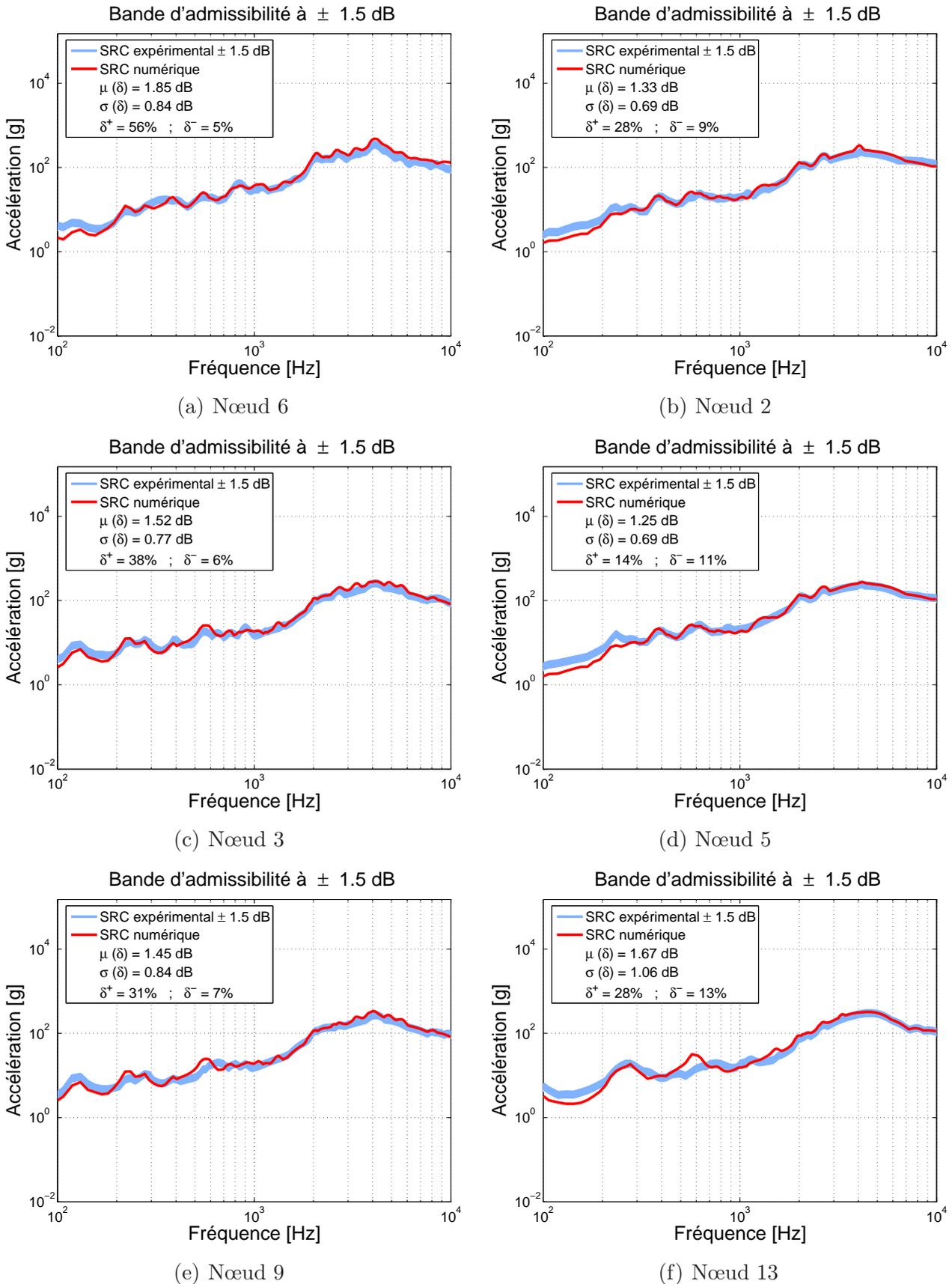


FIG. 6.26 – Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle éléments finis et de la force identifiée par la méthode par décomposition en ondelettes

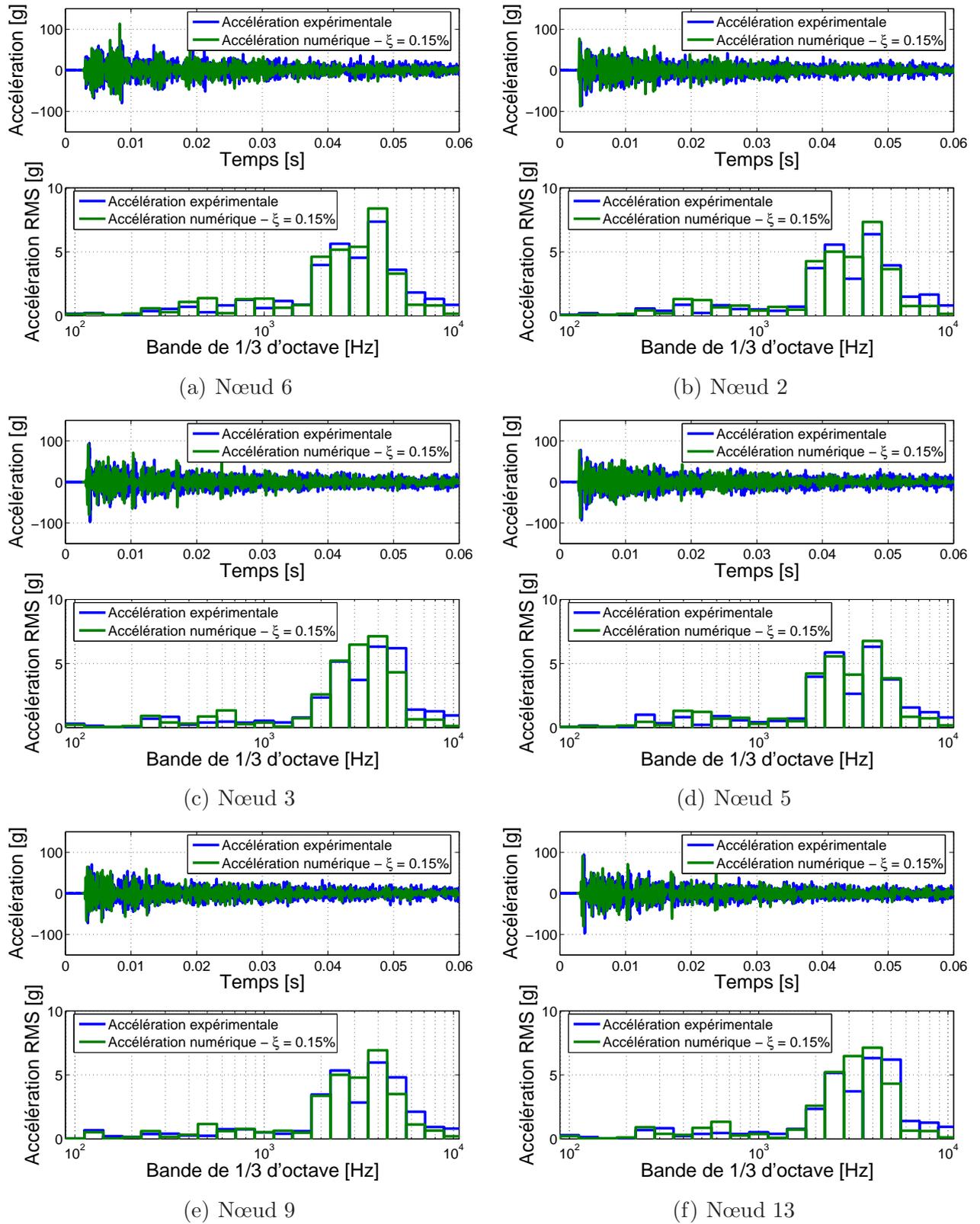


FIG. 6.27 – Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – méthode de décomposition par ondelettes

6.6 Application à l'identification de chocs pyrotechniques

Ce paragraphe a pour objet l'application des méthodes de déconvolution, que nous avons décrites dans ce chapitre, pour l'identification des forces d'excitation d'origine pyrotechnique.

6.6.1 Dispositif pyrotechnique de référence

Les essais pyrotechniques que nous avons exploités pour l'identification sont ceux de la série 1 que nous avons présentés au paragraphe 3.2 du chapitre 3.

Le dispositif expérimental est une plaque carrée en acier suspendue verticalement à une structure tubulaire à l'aide d'élingues en acier. Le modèle éléments finis utilisé pour décrire le comportement vibratoire de la plaque est le modèle bidimensionnelⁱ que nous avons décrit au chapitre 4. La charge explosive est fixée au centre de la plaque au moyen de bande adhésive. Nous avons considéré des longueurs du cordon explosif variant de 0 à 50 cm^j. Les paramètres d'acquisition, ainsi que la disposition des accéléromètres sur la plaque, sont identiques à ceux utilisés pour les impacts au marteau (cf. section 6.5.2).

6.6.2 Identification des forces d'excitation par la méthode de Wiener

En toute rigueur, l'application de la méthode de Wiener nécessite la détermination de la fonction de régularisation optimale $\mathfrak{R}(\omega)$. Toutefois l'analyse des deux systèmes de référence expérimentaux, présentés à la section 6.5, a montré que l'introduction d'une fonction de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ dans le processus d'identification ne diminue pas de manière significative l'erreur sur l'identification. C'est la raison pour laquelle aucune fonction de régularisation n'a été introduite dans nos simulations.

La force identifiée à partir de la méthode de Wiener pour une longueur du cordeau détonant de 0 cm est montrée à la Figure 6.28. Le profil de force identifié présente de nombreuses oscillations et s'écarte fortement d'un profil idéalisé de type choc « demi-sinus ». On peut toutefois déceler la présence de deux pics dominants s'étalant sur une durée approximativement égale à 400 μ s, et dont les amplitudes atteignent environ 15 kN.

Les indicateurs de comparaison $\mu(\Delta_i)$, $\sigma(\Delta_i)$, δ_i^+ et δ_i^- associés aux différents nœuds de

ⁱLe modèle bidimensionnel utilise des éléments « coques » (éléments **She1163** dans **Ansys**).

^jRappelons qu'une longueur de cordon de 0 cm correspond au détonateur seul qui contient un peu d'explosif (de la pentrite) pour déclencher l'explosion.

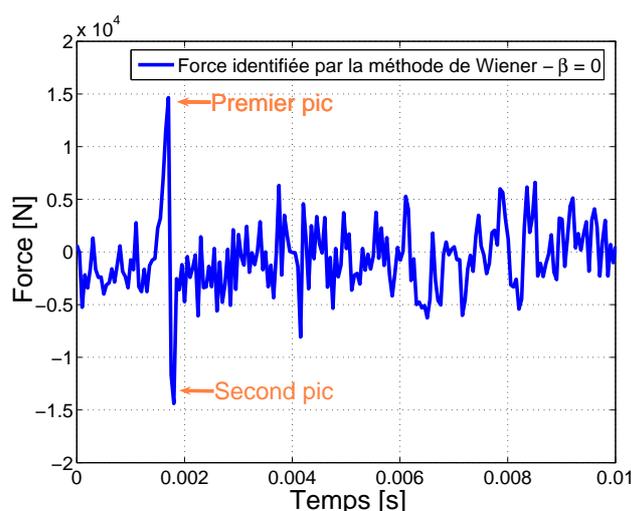


FIG. 6.28 – Force identifiée à partir de la méthode de Wiener ($\Re(\omega) = 0$)

mesures sont donnés au Tableau 6.11^k pour une longueur du cordeau détonant de 0 cm. Ces résultats montrent que les écarts moyens entre SRC sont de l'ordre de 9 dB, ce qui est largement supérieur à la tolérance de 3 dB que nous nous sommes imposée arbitrairement pour définir la bande d'« admissibilité ». De plus les écarts type $\sigma(\Delta_i)$ associés aux différentes évolutions temporelles Δ_i sont relativement importants. Soulignons par ailleurs que quasi la totalité du SRC se trouve **en dessous** de la zone d'« admissibilité ».

Sur base de ces résultats, la méthode de Wiener apparaît inadaptée à la caractérisation de chocs pyrotechniques car elle conduit à des écarts largement supérieurs à la tolérance de 3 dB que nous nous sommes imposée (Tableau 6.11). Cela peut s'expliquer d'une part par la non vérification des hypothèses postulées au départ, à savoir une force d'excitation de nature ponctuelle agissant de manière unidirectionnelle, des conditions initiales nulles, un comportement dynamique linéaire, ..., et d'autre part par le choix non approprié des paramètres d'acquisition. En effet, les évolutions temporelles des accélérations mesurées sont enregistrées sur une fenêtre temporelle de 0.08 seconde, ce qui conduit dans le domaine fréquentiel à une résolution de l'ordre de 12 Hz. Etant donné que la plaque est caractérisée par une forte densité modale aux hautes fréquences, cette discrétisation fréquentielle peu fine peut rendre le processus d'identification inexploitable.

La Figure 6.29 illustre la comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés pour quelques nœuds de mesure. La Figure 6.30 présente l'évolution temporelle, ainsi que le spectre fréquentiel en bande de 1/3 d'octave, des champs d'accélérations mesurés et simulés. Ces

^kLes indicateurs de comparaison $\mu(\Delta_i)$, $\sigma(\Delta_i)$, δ_i^+ et δ_i^- sont calculés sur base des données fréquentielles comprises dans la gamme [1 – 10 kHz]. En dessous de 1 kHz, les comparaisons entre l'expérience et la simulation sont rendues délicates en raison des dérives de zéro qui affectent le calcul des SRC expérimentaux.

TAB. 6.11 – Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques

Méthode de Wiener ($\Re(\omega) = 0$)				
Nœud	$\mu(\Delta_i)$ (dB)	$\sigma(\Delta_i)$ (dB)	δ_i^+ (%)	δ_i^- (%)
1	7.55	2.89	0	94
14	8.36	2.60	0	100
11	9.22	2.99	0	100
6	9.29	3.00	0	99
15	9.13	3.13	0	100
12	8.95	3.03	0	100
5	9.48	2.77	0	100
	μ_G (dB)	σ_G (dB)	$S_{-1.5\text{dB}}$ (%)	
	8.85	2.91	99	

résultats montrent clairement que, dans le cas d'un choc pyrotechnique, la force identifiée à partir de la méthode de Wiener sous-estime de manière importante les niveaux vibratoires dans toute la gamme de fréquences. L'application de filtres de Wiener ne semble donc pas être appropriée à l'identification de chocs d'origine pyrotechnique.

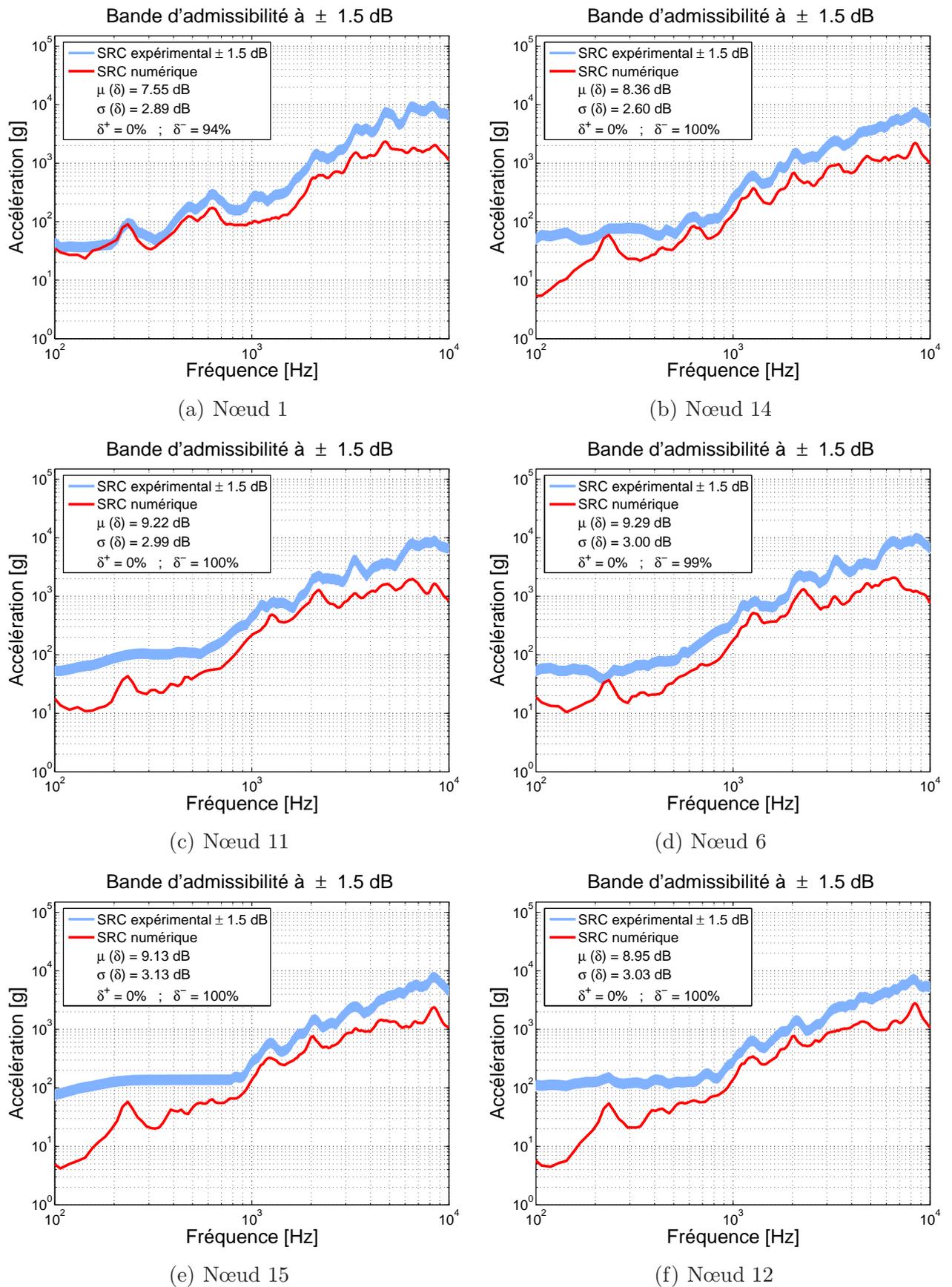


FIG. 6.29 – Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle éléments finis et de la force identifiée par la méthode de Wiener

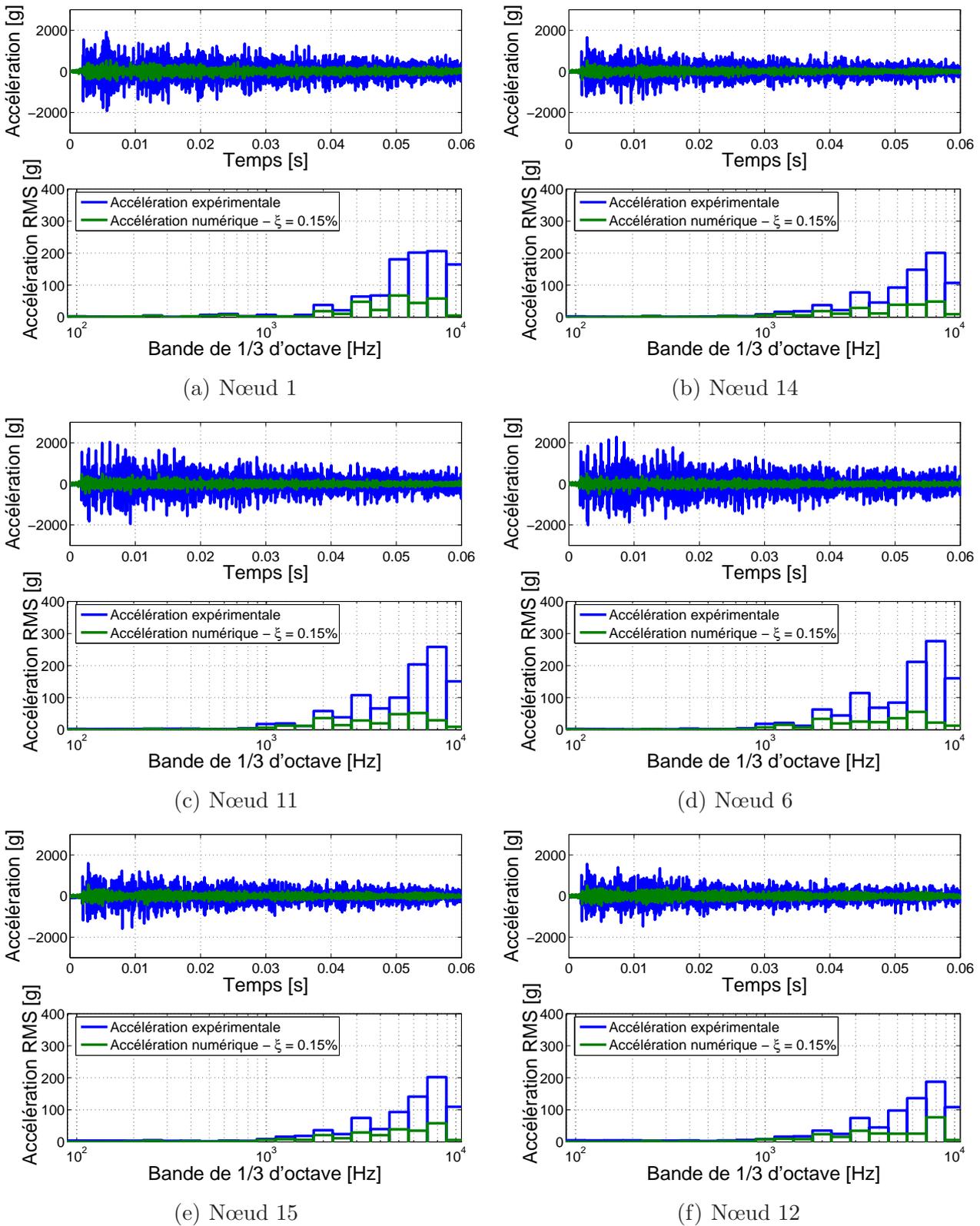


FIG. 6.30 – Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – méthode de Wiener

6.6.3 Identification des forces d'excitation par la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes

6.6.3.1 Influence de la durée τ de l'ondelette analysante $\phi(t)$ sur l'identification des forces d'origine pyrotechnique

Comme dans le cas d'une excitation au marteau, nous avons employé une ondelette analysante $\phi(t)$ de type « demi-sinus » pour décomposer le choc pyrotechnique. La durée de l'ondelette analysante $\phi(t)$ doit être inférieure à celle du choc pyrotechnique sans quoi la décomposition n'a pas de sens physique. La force d'excitation n'étant pas mesurable directement, aucune information sur la durée n'est disponible. Toutefois, la force identifiée à partir de la méthode de Wiener semble montrer que la durée du choc pyrotechnique doit être de l'ordre de 200 μs .

Nous avons considéré pour l'ondelette analysante $\phi(t)$ des durées τ s'étalant de 50 à 150 μs . Pour chaque durée τ , le nombre de termes M conservés dans l'équation (6.21) a été pris systématiquement égal à $20\tau/h_s$, où h_s représente le pas d'échantillonnage qui est de 10 μs .

Pour les différentes durées τ envisagées, la Figure 6.31 montre les forces identifiées pour un choc pyrotechnique déto seul (0 cm correspondant à environ 1 g d'explosif). Quelle que soit la durée τ , l'amplitude du choc « primaire » est de l'ordre de 25 kN. Par contre, l'amplitude du choc « secondaire » tend à augmenter avec la durée τ jusqu'à environ 90 μs ; au-delà de cette durée, l'amplitude du choc secondaire se stabilise également aux alentours de 25 kN. Par ailleurs, on peut constater que les durées des chocs « primaire » et « secondaire » sont quasiment identiques quel que soit la durée τ . Toutefois, les différents profils de force identifiés présentent de nombreuses oscillations dont les amplitudes peuvent parfois atteindre 50 % de l'amplitude maximale.

Pour chaque durée τ , les valeurs des indicateurs statistiques globaux $\mu_G(\Delta)$ et $\sigma_G(\Delta)$ sont reprises au Tableau 6.12. L'évolution de l'écart moyen $\mu_G(\Delta)$ en fonction de la durée τ semble présenter un minimum aux alentours de 100 μs (Figure 6.32).

6.6.3.2 Identification des chocs pyrotechniques pour différents niveaux d'excitation

Pour chaque longueur du cordeau détonant, nous avons appliqué la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes pour l'identification de la force générée par la charge pyrotechnique. Les différents profils de force obtenus sont représentés à la Figure 6.33.

Quelle que soit la longueur du cordeau détonant, la force identifiée présente les mêmes caractéristiques : un choc « primaire » suivi d'un choc « secondaire » de même amplitude (au signe près) et de même durée. Les profils identifiés sont également marqués par de nombreuses

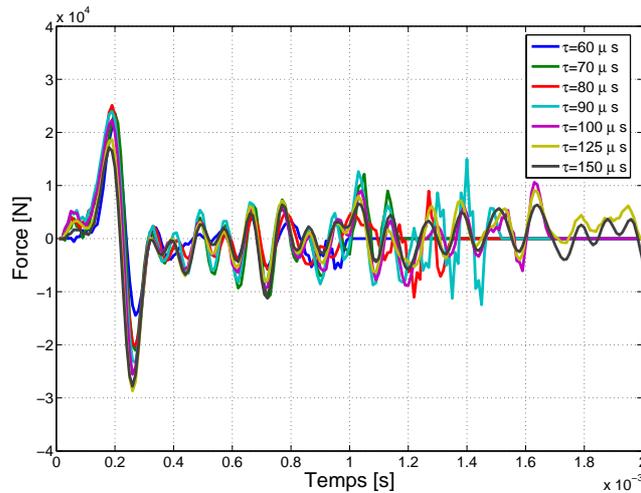


FIG. 6.31 – Influence de la durée τ de l'ondelette analysante sur l'identification de la force d'excitation – Choc pyrotechnique uniquement avec détonateur (0 cm)

TAB. 6.12 – Influence de la durée de l'ondelette analysante τ – Ecart moyen entre les SRC expérimentaux et simulés

τ	$\mu_G(\Delta)$	$\sigma_G(\Delta)$
50 μs	9.81	1.78
60 μs	8.22	1.59
70 μs	4.62	2.89
80 μs	3.80	1.24
90 μs	3.63	1.46
100 μs	3.22	2.21
125 μs	3.61	1.60
150 μs	3.97	1.37

oscillations pour lesquelles les amplitudes ne sont pas négligeables.

Si on compare les Spectres de Réponse au Choc expérimentaux avec ceux simulés à partir du modèle éléments finis et de la force identifiée par la méthode de décomposition en ondelettes, on obtient des écarts moyens μ_G entre SRC de l'ordre de 4 dB quelle que soit la longueur que l'on considère pour le cordeau détonant. Les indicateurs statistiques $\mu(\Delta_i)$ et $\sigma(\Delta_i)$ correspondant aux sept points de mesure sont donnés au Tableau 6.13. Bien que les écarts moyens entre SRC soient légèrement supérieurs à la tolérance de 3 dB que nous nous sommes imposée, la valeur des différents indicateurs statistiques montrent que l'analyse en ondelettes conduit à des résultats nettement meilleurs que ceux obtenus à partir

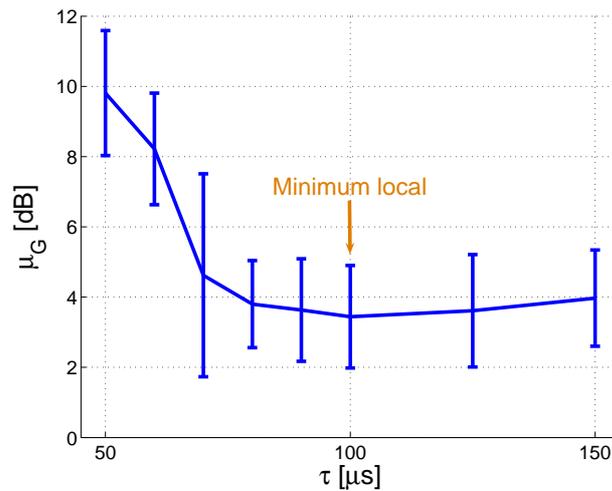


FIG. 6.32 – Evolution de l'indicateur statistique μ_G en fonction de la durée τ de l'ondelette analysante $\phi(t)$

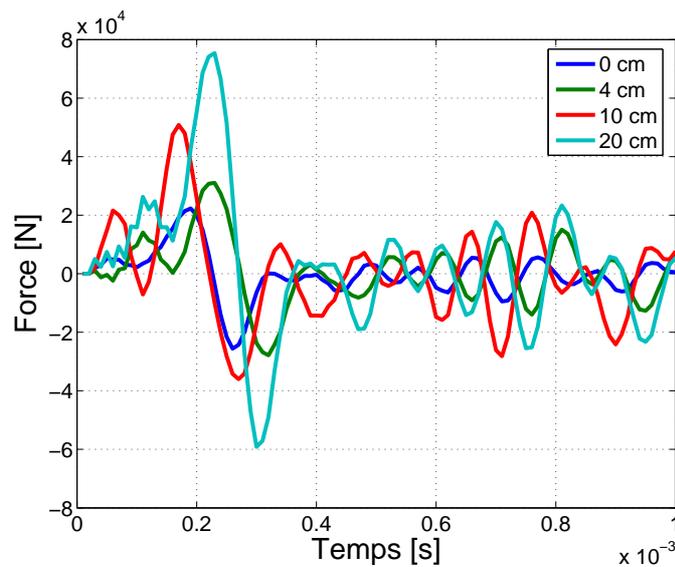


FIG. 6.33 – Forces d'excitation identifiées en fonction de la longueur du cordeau détonant

de la méthode de Wiener. Toutefois, cette approche semble éprouver quelques difficultés à reproduire correctement les SRC à basse fréquence comme en témoigne la Figure 6.34 qui compare quelques SRC expérimentaux et simulés pour une longueur du cordeau détonant de 0 cm (déto seul). Il faut cependant garder à l'esprit que la plupart des réponses temporelles mesurées sont affectées par une dérive de zéro (cf. Chapitre 2, section 2.2.4.5). Cette dérive rend donc la comparaison à basse fréquence délicate malgré que des méthodes de correction sont appliquées de manière systématique sur l'ensemble des enregistrements temporels.

De manière systématique, les SRC simulés, à partir de la force identifiée par la méthode de décomposition en ondelette, se trouve **en-dessous** de la zone d'« admissibilité » (Figure 6.34).

TAB. 6.13 – Correspondance entre les SRC expérimentaux et simulés

Longueur cordeau	0 cm		4 cm		10 cm		20 cm	
	$\mu(\Delta_i)$	$\sigma(\Delta_i)$	$\mu(\Delta_i)$	$\sigma(\Delta_i)$	$\mu(\Delta_i)$	$\sigma(\Delta_i)$	$\mu(\Delta_i)$	$\sigma(\Delta_i)$
Nœud 1	3.47	1.39	4.57	2.59	5.00	1.81	3.51	1.21
Nœud 14	3.24	1.02	3.89	2.24	3.89	1.12	3.11	1.06
Nœud 11	3.50	1.71	4.12	2.04	4.42	1.99	3.22	1.80
Nœud 6	3.71	1.61	4.53	2.73	5.00	1.86	3.89	1.61
Nœud 15	2.26	1.02	2.75	2.18	2.88	1.30	2.16	1.07
Nœud 12	2.49	1.21	3.14	2.31	3.50	1.42	2.74	1.16
Nœud 5	3.85	3.85	4.59	2.23	4.63	1.23	4.44	1.24
Moyenne	3.22 dB		3.94 dB		4.18 dB		3.29 dB	

A titre illustratif, les évolutions temporelles et les spectres fréquentiels entre les champs d'accélération mesurés et simulés sont exposés à la Figure 6.35 pour quelques nœuds de mesure.

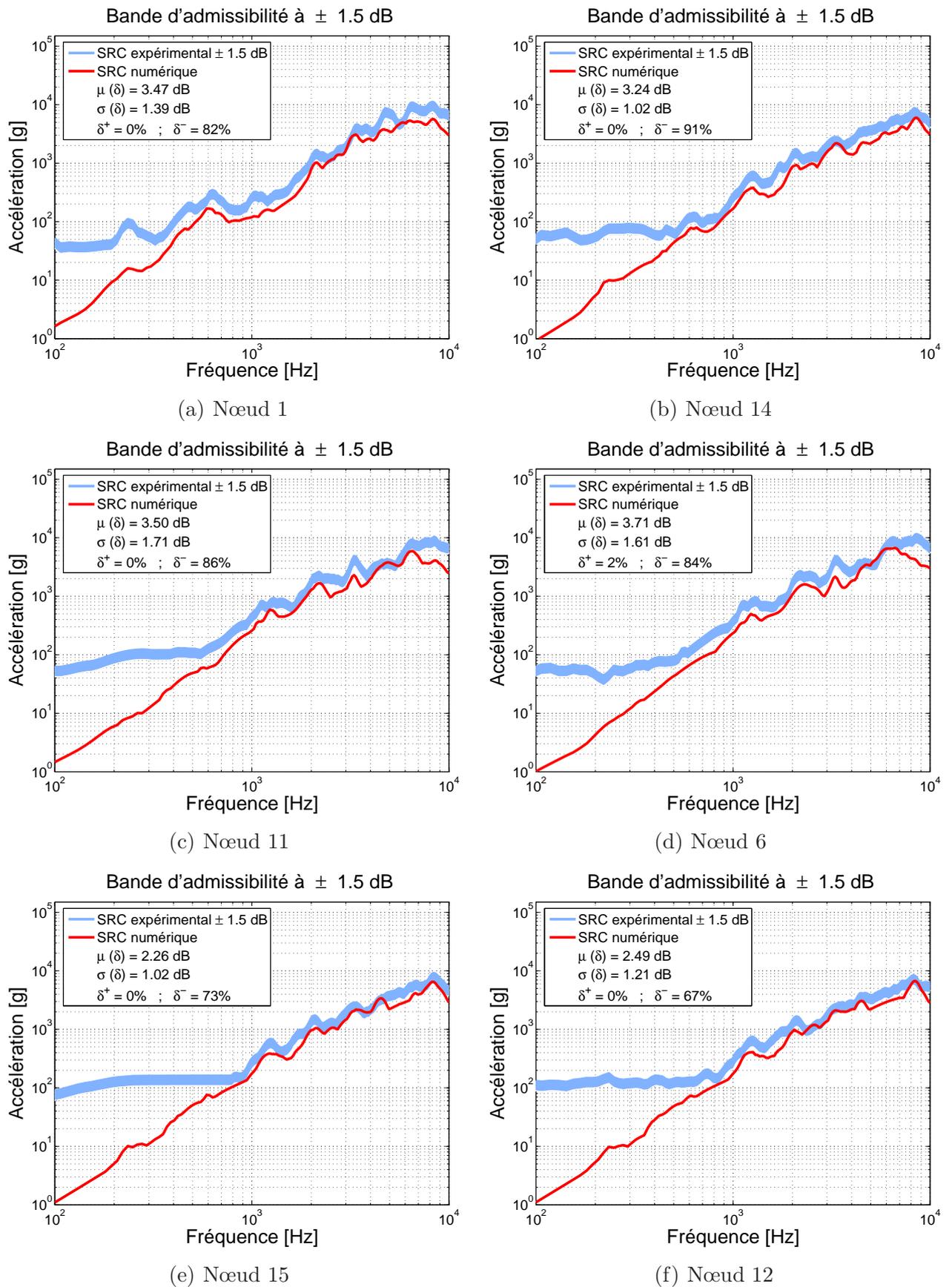


FIG. 6.34 – Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle éléments finis et de la force identifiée par la méthode de décomposition en ondelettes

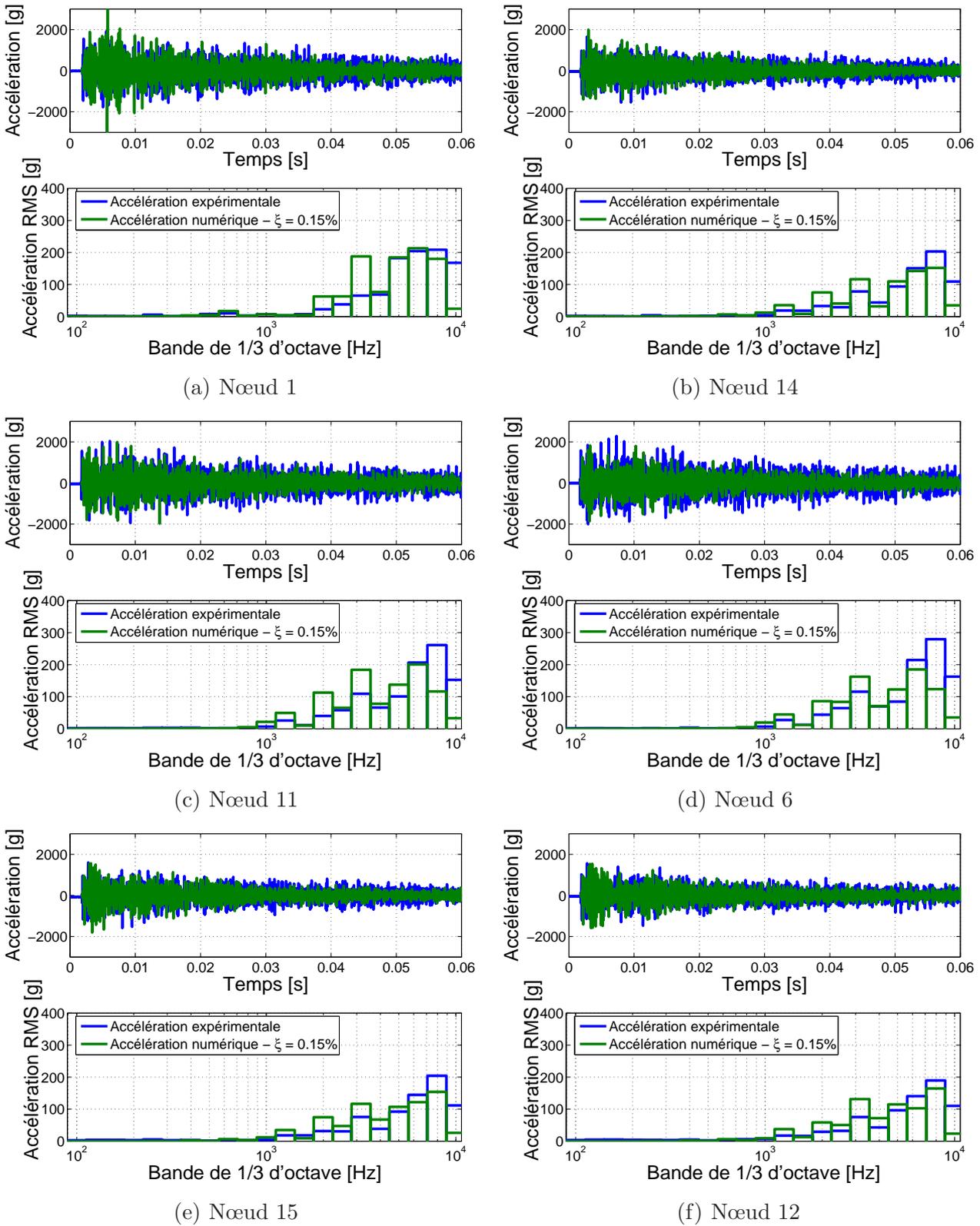


FIG. 6.35 – Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – méthode de décomposition par ondelettes

6.6.3.3 Comparaison entre le CME unidimensionnel et la force identifiée par la méthode de décomposition en ondelettes

Ce paragraphe a pour objet la comparaison entre les caractéristiques du choc pyrotechnique identifiées par l'approche du CME (*cf.* section 5.2 du chapitre 5) avec celles estimées à partir du profil de force obtenu par l'application de la méthode de déconvolution numérique s'appuyant sur l'analyse en ondelettes.

Rappelons que les profils de la force identifiée à partir de la méthode de décomposition en ondelettes présentent une allure similaire quelle que soit la longueur du cordeau détonant envisagé : deux pics prépondérants, que nous avons baptisés choc « primaire » et choc « secondaire », suivis de nombreuses oscillations (Figure 6.33). Quel que soit le niveau d'excitation considéré, les chocs « primaire » et « secondaire » sont caractérisés par des amplitudes et des durées comparables.

Le Tableau 6.14 renseigne pour différentes longueurs de cordeau détonant l'amplitude F_{\max} et la durée τ moyennes entre les chocs « primaire » et « secondaire ». L'impulsion, quantifiée par le produit $F_{\max} * \tau$, qui est apportée par chacun des deux chocs est environ 2.5 plus faible que celle du CME. Bien qu'il ne soit pas entièrement correct d'exprimer l'énergie totale comme étant simplement la somme algébrique des énergies de chacune des deux contributions, on constate que la force identifiée par la méthode de décomposition en ondelettes fournit une impulsion comparable mais systématiquement inférieure à celle du CME.

TAB. 6.14 – Comparaison entre les caractéristiques du CME et celles estimées à partir de l'analyse en ondelettes

Longueur	Analyse en ondelettes				CME unidimensionnel		
	F_{\max} (N)	τ (μ s)	$F_{\max} * \tau$	$2 F_{\max} * \tau$	F_{\max} (N)	τ (μ s)	$F_{\max} * \tau$
0	23947	≈ 100	2.39	4.79	83518	60	5.01
4 cm	29468	≈ 100	2.94	5.89	129830	60	7.79
10 cm	43415	≈ 100	4.34	8.68	203980	60	12.24
20 cm	67250	≈ 100	6.86	13.45	199260	80	15.94

La Figure 6.36 compare les champs d'accélération mesurés avec ceux simulés, d'une part par la force identifiée par la méthode de décomposition en ondelettes (courbes vertes), et d'autre part par le Choc Mécanique Équivalent (courbes rouges). Dans la gamme fréquentielle [1 kHz – 10 kHz], les deux méthodes d'identification conduisent à des SRC comparables. Le CME semble toutefois mieux reproduire la pente du SRC à basse fréquence. Rappelons encore une fois que les

comparaisons en dessous de 1 kHz sont toujours une opération délicate à cause des problèmes de dérive de zéro, et ce malgré les corrections apportées aux signaux temporels mesurés.

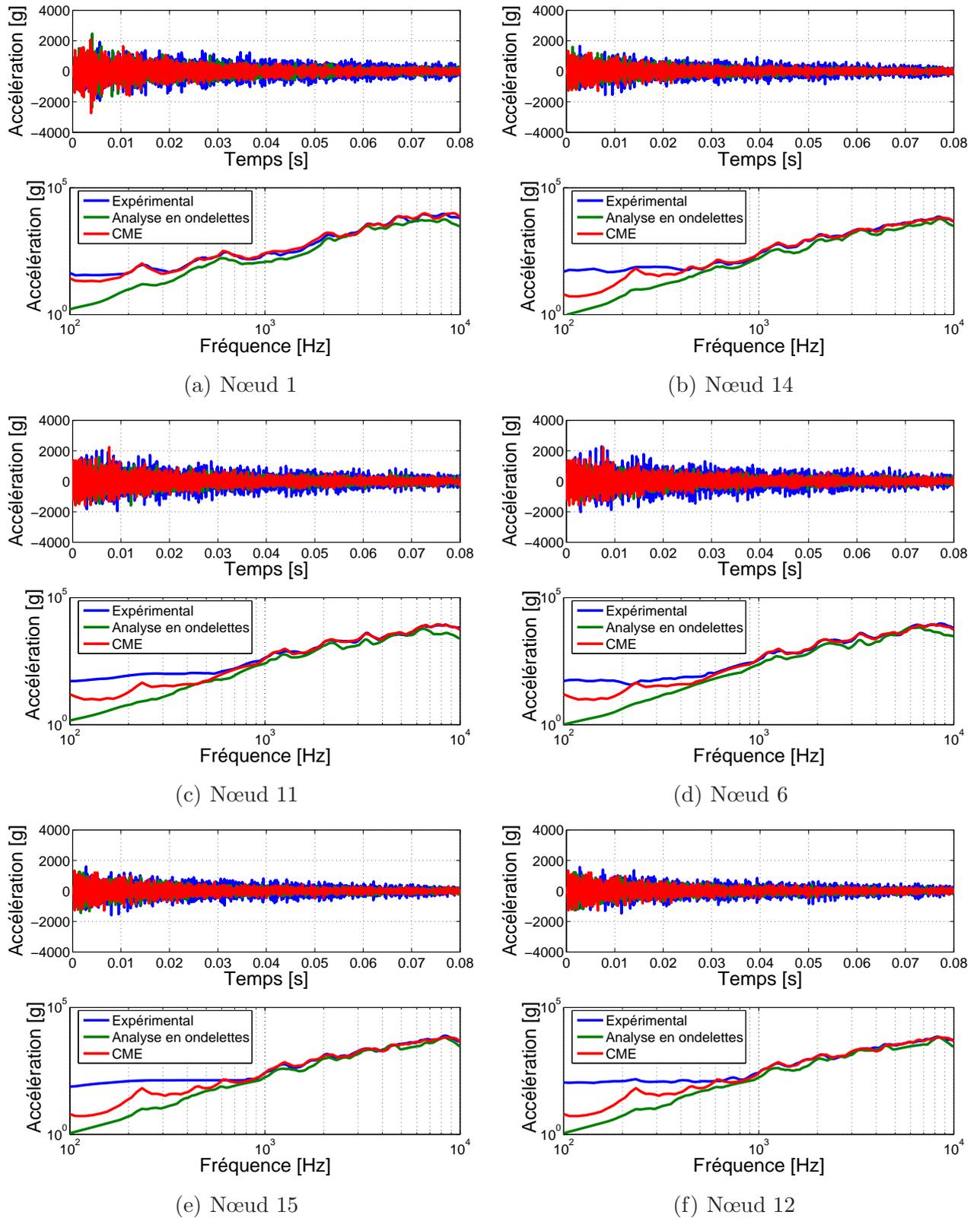


FIG. 6.36 – Comparaison des champs d'accélération expérimentaux avec ceux simulés à partir des deux méthodes d'identification (approche du CME et analyse en ondelettes) – déto seul (0 cm)

6.7 Conclusions

Ce chapitre avait pour objet l'application de méthodes de déconvolution numérique pour l'identification de forces d'excitation d'origine pyrotechnique. Nous avons considéré deux méthodes d'identification qui sont classiquement rencontrées dans la littérature. La première méthode s'applique dans le domaine **fréquentiel** et consiste à construire à l'aide de la théorie de Wiener un filtre numérique linéaire permettant d'obtenir la meilleure estimation de la force inconnue. La seconde méthode s'applique dans le domaine **temporel** et consiste à décomposer le choc en une somme pondérée d'ondelettes de type choc « demi-sinus » et d'établir la correspondance entre ses coefficients d'ondelettes discrets et ceux de la réponse transitoire mesurée. Dans le contexte de l'identification de chocs mécaniques, la méthode de décomposition en ondelettes est plus adaptée que la méthode fréquentielle de Wiener car celle-ci s'applique en théorie à des processus stationnaires. En outre, la méthode temporelle permet une meilleure représentation de la propagation des ondes dans la structure. Dans le domaine fréquentiel, on a une perte d'informations à certaines fréquences qui se traduit par des d'anti-résonances dans les courbes de transmittance. Cette perte d'informations s'explique par les interférences destructives résultant des réflexions multiples dans la structure.

La méthode temporelle présente cependant l'inconvénient de requérir une estimation de la durée de l'excitation. En effet, le contenu fréquentiel de l'ondelette « analysante » doit impérativement recouvrir celui de l'excitation si l'on souhaite que la décomposition ait un sens physique. En contrepartie, par rapport à la méthode de Wiener, la méthode de décomposition en ondelettes permet de ne conserver que la partie du signal temporel pour laquelle le rapport signal/bruit est prépondérant et ainsi d'améliorer efficacement le processus d'identification en présence de bruit.

Après avoir été implémentées et validées à partir de l'étude d'un système théorique à trois degrés de liberté, ces deux méthodes d'identification ont été appliquées à deux systèmes expérimentaux : une poutre encastree libre et une plaque en régime « libre-libre ». Pour des sollicitations au marteau, les deux approches conduisent à des résultats comparables. Notons cependant, que dans le cas de la plaque, la méthode de Wiener a tendance à sous-estimer de manière systématique les niveaux vibratoires, tandis que la méthode de décomposition en ondelettes a tendance à les surestimer. Par ailleurs, le profil de force identifié par la méthode de Wiener présente de nombreuses oscillations dont les amplitudes peuvent parfois atteindre près de 30 % de l'amplitude maximale du choc. La méthode de décomposition en ondelettes permet de réduire ces oscillations de manière significative pour autant que le nombre d'ondellettes considéré dans la décomposition est choisi de manière judicieuse. Rappelons que le choix de ce nombre est étroitement lié à la durée du choc qui, a priori, est inconnue.

Ces méthodes ont finalement été appliquées dans le cadre de l'identification de chocs pyrotechniques. L'application des filtres de Wiener à l'identification de chocs pyrotechniques ne conduit pas à des résultats concluants. D'une part, le profil identifié ne présente pas une allure simple permettant une estimation aisée des caractéristiques du choc (amplitude et durée), et d'autre part les forces identifiées ne permettent pas de reproduire les Spectres de Réponse au Choc avec une précision suffisante. En effet, pour l'ensemble des nœuds de mesure, les écarts moyens entre SRC sont de l'ordre de 9 dB, et donc largement supérieurs à la tolérance de 3 dB que nous nous sommes imposée.

La méthode de décomposition en ondelettes fournit des résultats plus encourageants. Premièrement, la force identifiée présente une allure plus réaliste que celle obtenue à partir de la méthode de Wiener ce qui permet d'en tirer des informations sur les caractéristiques du choc. Deuxièmement, le choc identifié permet de reproduire avec une relativement bonne précision le comportement vibratoire de la structure dans la gamme fréquentielle [1 kHz – 10 kHz]¹. Quelle que soit la longueur du cordeau détonant considérée, les écarts fréquentiels moyens sont de l'ordre de 4 dB ce qui est acceptable mais reste néanmoins légèrement supérieur à la tolérance de 3 dB.

En conclusion, les méthodes inverses basées sur la déconvolution numérique s'avèrent très sensibles aux erreurs de mesures et semblent inadaptées à la caractérisation des sources d'excitation d'origine pyrotechnique car les forces identifiées ne permettent pas de reproduire les SRC avec une précision suffisante, en particulier pour la méthode de Wiener où les écarts moyens obtenus sont largement supérieurs aux tolérances généralement admises pour les spécifications des équipements électroniques.

¹En dessous de 1 kHz, la comparaison entre les SRC mesurés et simulés est rendue délicate en raison des problèmes de dérive de zéro qui affectent les réponses vibratoires mesurées.

Modélisation du comportement dynamique de relais électromécaniques

Sommaire

7.1	Introduction et objectifs	148
7.1.1	Introduction	148
7.1.2	Objectifs	150
7.2	Description des PED-PXC-1203 et GP250	152
7.2.1	Relais PED-PXC-1203	152
7.2.2	Relais GP250	153
7.3	Formalisme mathématique et interaction entre les phénomènes mécaniques et électromagnétiques	157
7.4	Modélisation du comportement dynamique de la partie mobile du relais	160
7.4.1	Description du modèle et condition d'ouverture	160
7.4.2	Interprétation physique à partir d'un système à 1 degré de liberté	163
7.5	Application au relais PED	165
7.5.1	Calcul de la force électromagnétique	165
7.5.2	Estimation de la raideur de contact – Théorie du contact de Hertz	174
7.5.3	Identification expérimentale des paramètres du modèle mécanique sur base de la mesure de la transmissibilité du système	176
7.5.4	Résultats expérimentaux et validation du modèle du relais	179
7.5.5	Analyse de la résistance aux chocs	181
7.6	Application au relais GP250	184
7.6.1	Tests vibratoires réalisés sur le relais GP250	184
7.6.2	Validation du modèle mécanique sur base des modes propres internes du relais GP250	195
7.6.3	Tenue aux chocs et aux vibrations – Simulations numériques	196
7.7	Conclusions	200

7.1 Introduction et objectifs

7.1.1 Introduction

Les relais sont des dispositifs électromécaniques comprenant une partie mécanique mobile qui a pour rôle d'ouvrir, de fermer ou de commuter un circuit électrique dit *commandé* à partir d'un autre circuit électrique dit *de commande*.

Historiquement, on peut considérer que les relais électromécaniques sont nés avec Samuel Morse, peintre et physicien américain (1791–1872), lorsqu'il inventa en 1837 son *télégraphe imprimeur*^a. Son principe de fonctionnement est relativement simple; il est constitué principalement d'un émetteur et d'un récepteur (cf. Figure 7.1). L'émetteur est un interrupteur qui alimente par l'intermédiaire d'une pile plus ou moins brièvement la ligne électrique reliant les deux postes de communication. Le récepteur est, quant à lui, un électroaimant connecté directement sur la ligne électrique, actionnant un mécanisme chargé de transcrire le code par le marquage d'une bande de papier, qui avance au rythme des impulsions émises sur la ligne. Lorsqu'un opérateur appuie sur l'interrupteur de son émetteur, le récepteur distant entre en action laissant sur la bande de papier une succession de *points*, correspondant à une impulsion électrique brève, et de *traits*, correspondant à une impulsion électrique longue, représentant les lettres de l'alphabet, les nombres et les signes de ponctuation.

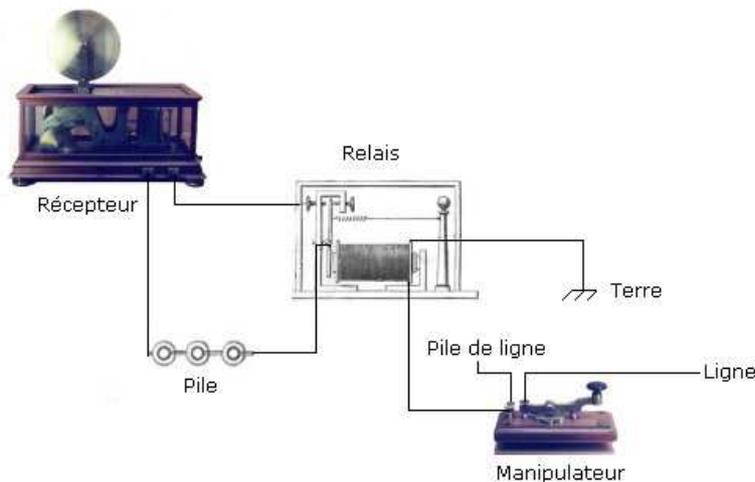


FIG. 7.1 – Schéma de principe du télégraphe de Morse

De nos jours, les relais électromécaniques sont utilisés dans une grande variété d'applications industrielles. Leur champ d'applications s'étend de l'automobile à la robotique en passant par l'aéronautique, l'aérospatial et bien d'autres domaines encore. On retrouve également l'utilisation de relais électromécaniques dans de nombreux appareils électroménagers tels les

^aLe télégraphe est un système destiné à transmettre des messages d'un point à un autre sur de grandes distances, à l'aide de codes, le plus connu étant le Morse, pour une transmission rapide et fiable.

machines à laver, les réfrigérateurs ou encore les séchoirs. Bien que fortement concurrencés dans certains domaines par des composants *statiques* tels les transistors, les thyristors,... les relais électromécaniques jouissent encore de propriétés fortement appréciées. Notamment, les relais électromécaniques permettent de commuter aussi bien des signaux continus qu'alternatifs sur une large gamme fréquentielle^b et offre une résistance électrique de contact très faible à l'état fermé (de l'ordre de 0.1 Ω contre 10 Ω pour les relais statiques). En outre, les relais électromécaniques n'introduisent aucun bruit et aucune distorsion du signal et permettent une isolation galvanique entre le circuit de commande et le circuit commandé.

Dans un certain nombre d'applications, les composants électroniques peuvent être soumis à des sollicitations vibratoires plus ou moins intenses qui peuvent altérer leur bon fonctionnement voire même les détruire. Ces situations sont d'autant plus problématiques pour les relais électromécaniques compte tenu de la mobilité de l'un de leurs constituants. Il est clair que lorsque cela est possible, les relais seront remplacés par des composants statiques. Cependant, pour des raisons diverses telles leur coût, leur fiabilité ou leur simplicité d'utilisation, certains relais continuent à être utilisés dans des environnements vibratoires extrêmes. Ceci est notamment le cas dans l'aérospatiale où ils sont utilisés dans des boîtiers de commande et de protection des lanceurs et des satellites.

Les principaux dysfonctionnements électriques dont peuvent souffrir les relais électromécaniques lorsqu'ils sont soumis à des environnements vibratoires sévères sont les suivants :

- **Micro-ouverture** : ouverture partielle d'un contact sans que la lame mobile vienne toucher l'autre contact (Figure 7.2)

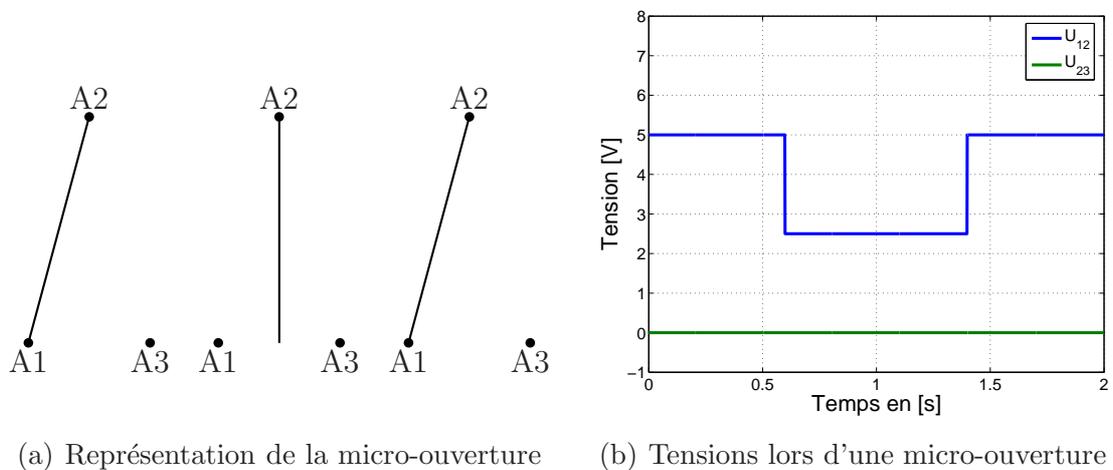
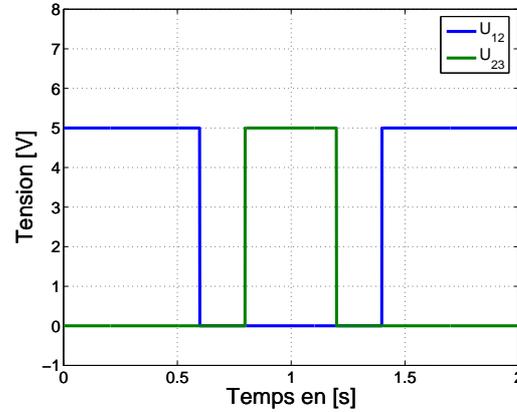
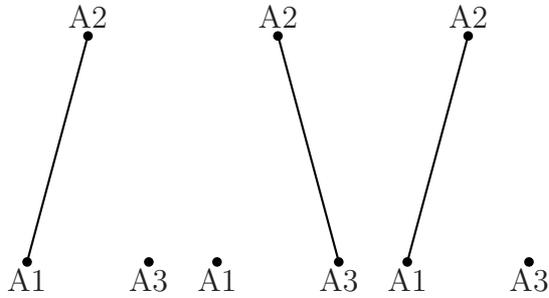


FIG. 7.2 – Perturbation électrique d'un relais : cas de la micro-ouverture

^bL'utilisation de relais statiques dans les hautes fréquences est limitée.

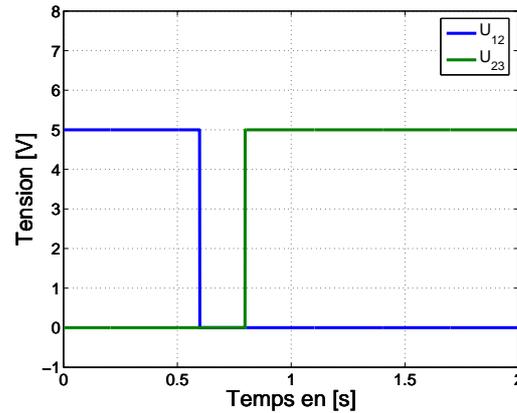
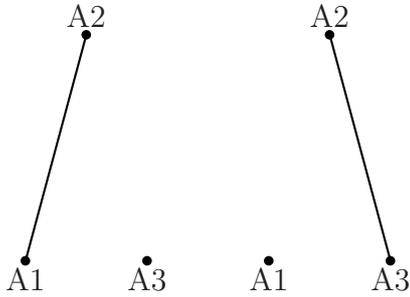
- **Basculement transitoire** : déplacement d'un contact vers l'autre avec retour à la position initiale (Figure 7.3)



(a) Représentation de la micro-fermeture (b) Tensions lors d'une micro-fermeture

FIG. 7.3 – Perturbation électrique d'un relais électromécanique : cas de la micro-fermeture

- **Basculement permanent** : déplacement définitif d'un contact vers l'autre (Figure 7.4)^c



(a) Représentation d'un basculement (b) Tensions lors d'un basculement

FIG. 7.4 – Perturbation électrique d'un relais : cas du basculement

- **Dégradation physique du composant**

7.1.2 Objectifs

Ce présent chapitre a pour objet l'élaboration d'un modèle multiphysique simplifié de relais électromécaniques permettant de prédire par voie numérique les niveaux vibratoires à partir desquels des perturbations électriques apparaissent.

^cL'intervalle de temps entre le passage de 5 V à 0 V pour la tension U_{12} , et celui de 0 V à 5 V pour la tension U_{23} , correspond évidemment au temps nécessaire à l'interrupteur pour passer d'une configuration à une autre.

Dans la littérature scientifique, de nombreux modèles sophistiqués peuvent être trouvés pour simuler le comportement dynamique de systèmes électromécaniques [REN94, CAN00, YAM02, LEQ90, KAW94, NIC03]. Ces modèles permettent de résoudre simultanément les équations du mouvement, les équations de l'électromagnétisme ainsi que les équations des circuits électriques. Bien que ces modèles extrêmement élaborés puissent prendre en compte tous les phénomènes physiques en présence et leur interaction mutuelle, ils requièrent de longs développements et des temps de calculs démesurés. Par conséquent, ces modèles ne sont pas appropriés pour simuler des réponses vibratoires et pour effectuer des analyses paramétriques.

Zhai et al. [ZHA02, ZHA03], Ren et al. [REN06] et Chambega [CHA96] ont établi des modèles analytiques permettant d'analyser les performances de relais électromécaniques soumis à des sollicitations vibratoires. Leur approche est essentiellement basée sur la théorie des poutres d'Euler-Bernouilli et permet d'élaborer des règles de conception pour la géométrie et le matériau du relais. Bien que leur méthodologie soit très intéressante étant donné qu'elle peut facilement s'appliquer à une grande variété de relais électromécaniques, elle présente l'inconvénient de ne pas prendre en considération les aspects électromagnétiques.

Nous proposons ici de développer un modèle de poutre pour décrire le comportement dynamique du relais mais en prenant en considération dans notre modélisation les phénomènes magnétiques et de leur interaction avec les aspects mécaniques.

Dans le cadre de cette recherche, nous nous sommes intéressés à la modélisation de deux relais : le relais PED PXC-1203 qui est un relais principalement employé dans l'industrie automobile et le relais GP250 utilisé dans certains équipements électroniques de lanceurs et de satellites. Contrairement au relais PED PXC-1203, le relais GP250 présente la particularité d'être bistable. Les relais bistables sont des relais pour lesquels il n'est pas nécessaire d'appliquer en permanence une tension aux bornes de la bobine pour maintenir le relais dans sa position.

D'un point de vue pratique, le relais PED PXC-1203 présente, par rapport au relais GP250, l'avantage d'être beaucoup moins compact, ce qui rend plus aisée l'identification expérimentale des propriétés géométriques et mécaniques.

Après une courte description des deux relais étudiés, nous présenterons la stratégie que nous avons adoptée pour simuler le comportement vibratoire de la partie mobile du relais. Notre méthodologie sera développée et validée à partir de l'étude complète du relais PED PXC-1203. Nous l'appliquerons ensuite à l'analyse du relais GP250.

7.2 Description des PED-PXC-1203 et GP250

7.2.1 Relais PED-PXC-1203

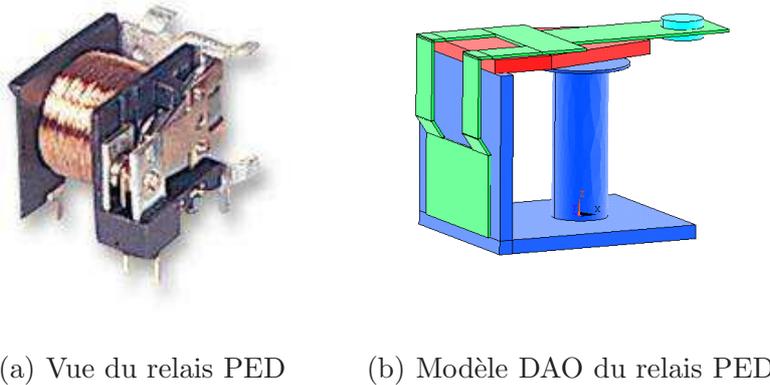


FIG. 7.5 – Description du relais PED étudié

Le relais PED PXC-1203 est un relais électromécanique composé principalement d'une partie mécanique pouvant pivoter autour d'un axe, d'un enroulement en cuivre et d'un circuit magnétique constitué d'un assemblage de pièces en matériau ferromagnétique doux. La partie fixe est constituée d'une armature métallique, élément constitutif du circuit magnétique, et d'un contact électrique (Figure 7.6). Lorsqu'on alimente la bobine du relais en courant continu, il se crée un champ d'induction magnétique qui est canalisé par le circuit magnétique. Ce champ d'induction magnétique induit une force s'exerçant sur la partie mobile du relais tendant ainsi à fermer le circuit magnétique (état de *travail* du relais). Lorsqu'on coupe le courant dans la bobine, la force magnétique disparaît et la partie mobile du relais reprend sa position initiale (état de *repos* du relais) grâce à l'action d'un ressort de rappel.

La masse totale du relais PED PXC-1203 n'excède pas les 17 grammes, la masse de la partie mobile étant de 1.2 grammes. Les dimensions géométriques du circuit magnétique et de la partie mobile sont renseignées sur les schémas de la Figure 7.7.

Le schéma de câblage du relais PED PXC-1203 est présenté à la Figure 7.8. L'alimentation de la bobine se fait entre les bornes 1 et 2 avec une tension nominale de 12 V. Le circuit commandé passe par les bornes 5, 6 et 7 et le basculement se fait entre les bornes 3 et 4.

De plus amples informations concernant les spécifications du relais PED PXC-1203, dont sa tenue aux vibrations et aux chocs, peuvent être trouvées dans la datasheet reprise en annexe D.

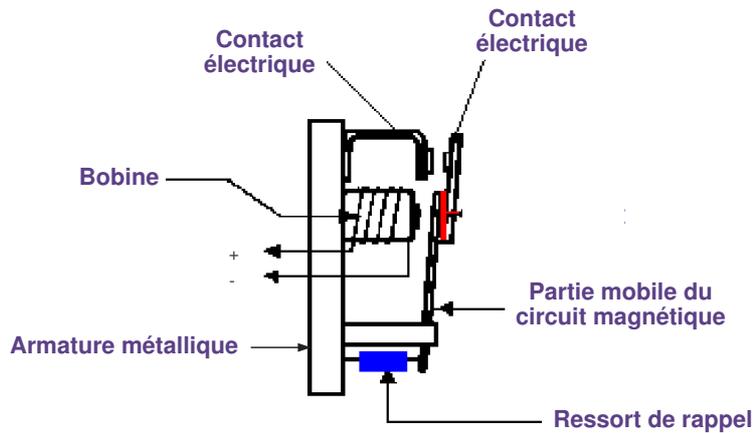
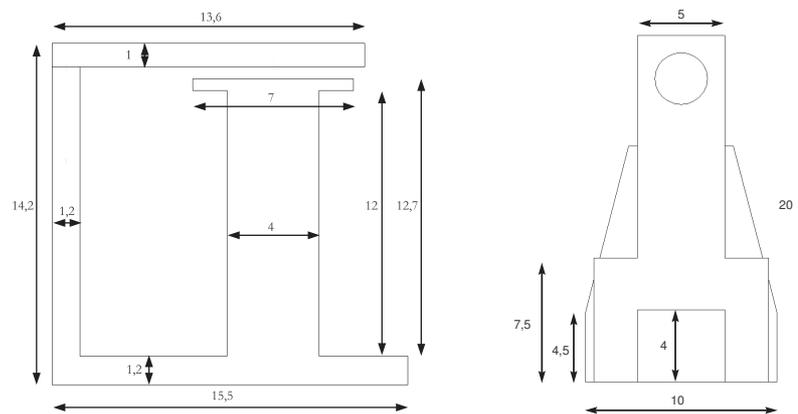


FIG. 7.6 – Vue schématique du relais PED



(a) Géométrie du circuit magnétique (b) Partie mobile du relais

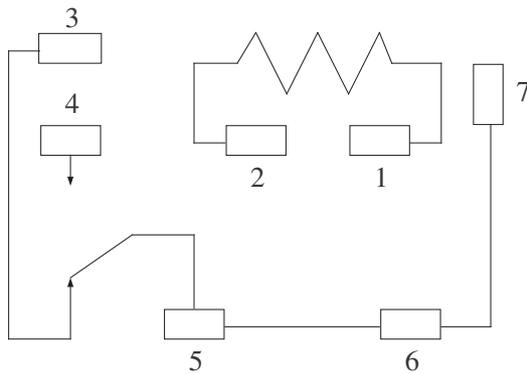
FIG. 7.7 – Dimensions du relais exprimées en millimètre

7.2.2 Relais GP250

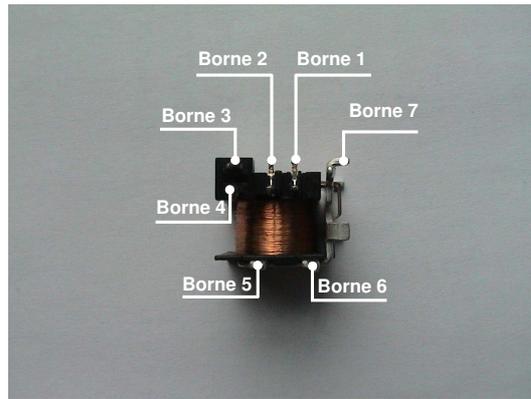
Le relais GP250, montré à la Figure 7.9, est un relais bistable constitué principalement des éléments suivants (Figure 7.10) :

- deux solénoïdes (enroulement en cuivre) : l'un qualifié de *latch-up* et l'autre de *reset*,
- d'un aimant permanent,
- d'une palette en matériau ferromagnétique pouvant pivoter autour de son axe central,
- de deux poussoirs solidaires de la palette métallique,
- de deux lames mobiles en cuivre.

Le schéma fonctionnel du relais GP250 est montré à la Figure 7.11(a). Le relais GP250 possède 10 broches et quatre contacts électriques : 2 contacts dits de *travail* (broches 1 et 4) et



(a) Schéma de câblage du relais



(b) Localisation des bornes sur le relais

FIG. 7.8 – Configuration électrique du relais PED PXC-1203

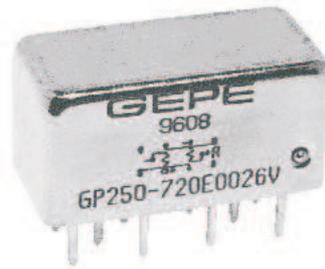


FIG. 7.9 – Relais GP250

deux contacts dits de *repos* (broches 5 et 8). Nous désignerons par état *reset* la configuration électrique dans laquelle le courant passe par les broches 1-3 et les broches 6-8. La configuration électrique pour laquelle le courant passe par les broches 3-5 et 4-6 sera dénommée état *latch-up*. L'état *reset* est celui représenté à la Figure 7.11(b).

Quelle que soit la configuration du relais (*reset* ou *latch-up*), le contact de *travail* est maintenu par l'effort magnétique de l'aimant permanent de la palette et le contact de *repos* par l'effet ressort de la lame mobile. Le basculement de l'état *reset* (*latch-up*) vers l'état *latch-up* (*reset*) se produit lorsqu'on alimente en 26 V la bobine *latch-up* (*reset*) du relais GP250.

Lorsque le relais GP250 se trouve, par exemple, dans l'état *latch-up*, l'envoi d'une impulsion de courant dans la bobine *reset* génère pendant un bref instant un champ magnétique qui a pour effet de basculer la palette. Le poussoir 1, solidaire de la palette vient pousser sur la lame mobile 1 de telle manière à l'amener d'un appui sur le contact 5 vers un appui sur le contact 1. En même temps, le poussoir 2 décolle de la lame mobile 2 qui revient par son effet ressort en appui sur le contact 8. Lorsque la bobine *reset* n'est plus alimentée, le maintien en position de

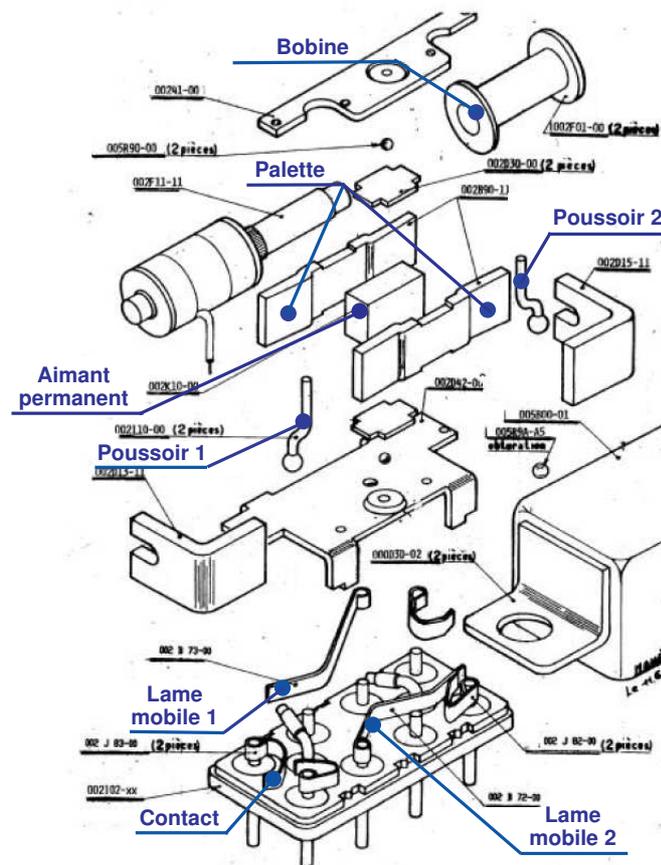
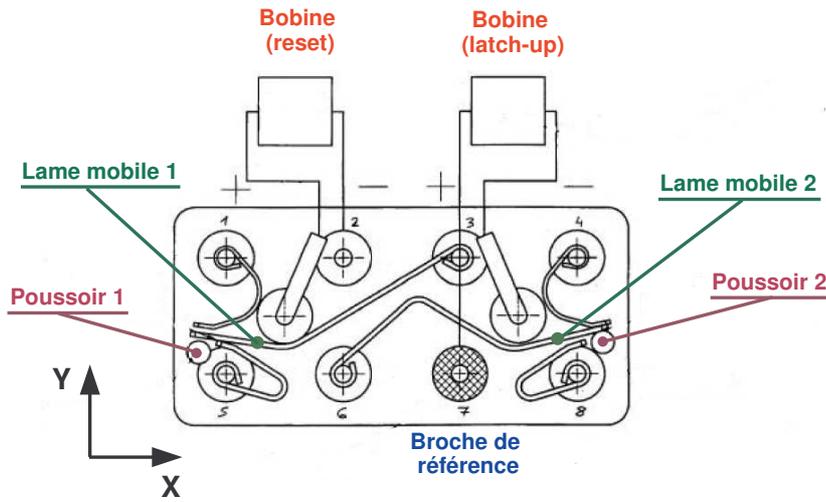


FIG. 7.10 – Vue éclatée du relais GP250 (Figure issue de [POU02])

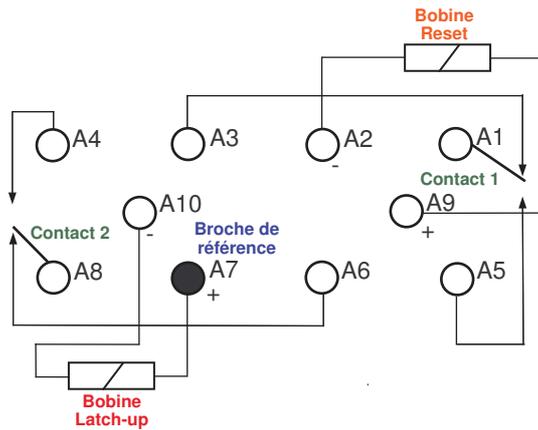
la lame mobile 1 est assurée par l'effort magnétique induit par l'aimant permanent de la palette tandis que celle de la lame mobile 2 est assurée par son effet ressort.

Cette disposition des contacts conduit à une plus grande sensibilité aux vibrations selon l'axe Y qui correspond à la direction des déplacements transversaux des lames mobiles et de la palette. Cette constatation est cohérente avec les observations expérimentales établies séparément par [WAT04b] et par [BRE02] : le niveau de choc à atteindre dans la direction X pour provoquer une perte de contact du relais GP250 est d'environ 2 fois supérieur à celui requis dans la direction Y .

Le Tableau 7.1 synthétise les principales caractéristiques physiques du relais GP250. Il s'agit, soit de données fournies par le fabricant et reprises de [POU02], soit de mesures faites par nos propres soins (\diamond). Les spécifications complètes du relais GP250 sont reprises dans la datasheet se trouvant à l'annexe D.



(a) Position des contacts dans l'état *latch-up* (Figure issue de [POU02])



(b) Disposition des broches – état *reset*

FIG. 7.11 – Schéma fonctionnel du relais GP250

Les relais bistables présentent deux avantages principaux : celui de ne consommer du courant que lors des commutations, et celui de conserver en mémoire leur position même en cas de coupure d'alimentation. Ils sont très utilisés dans des systèmes d'automatisation industrielle. Leur inconvénient principal : leur prix !

TAB. 7.1 – Caractéristiques physiques du relais GP250

Efforts de contact	
Effort magnétique de l'aimant permanent	0.7 N
Effort de rappel du ressort	0.08 N
Spécifications de tenue aux vibrations et aux chocs	
Vibrations sinusoïdales	30 g/ 75 à 2000 Hz
Chocs « demi-sinus »	100 g/ 11 ms
Masses	
Totale (◇)	8.3 g
Palette (◇)	0.809 g
Lame mobile (◇)	0.034 g
Dimensions	
Volume palette (◇)	0.11 cm ³
Volume lame mobile (◇)	3.83 mm ³
Épaisseur lame mobile (◇)	0.27 mm
Largeur lame mobile (◇)	1.17 mm
Course écrasement contact	75 μm
Positions des contacts	
Bobine <i>latch-up</i>	7/10
Bobine <i>reset</i>	2/9
Contact magnétique <i>latch-up</i>	6-4
Contact magnétique <i>reset</i>	3-1
Contact ressort <i>latch-up</i>	3-5
Contact ressort <i>reset</i>	6-8

7.3 Formalisme mathématique et interaction entre les phénomènes mécaniques et électromagnétiques

Comme illustré à la Figure 7.12, un relais est un système électromécanique qui peut toujours être séparé en deux sous-systèmes : un sous-système *électromagnétique* et un sous-système *mécanique*. Le sous-système *électromagnétique* est décrit par les équations de Maxwell, tandis que le sous-système *mécanique* obéit à la loi de Newton. Ces deux sous-systèmes interagissent l'un avec l'autre et leur interaction est double : premièrement, le torseur des forces électromagnétiques^d s'exerçant sur le sous-système mécanique produit un mouvement de la partie mobile du relais ; deuxièmement, le mouvement de la partie mobile affecte le

^dUn torseur de force est un ensemble de forces [VER06].

sous-système électromagnétique par l'apparition de courants induits et par la modification de la géométrie du relais conduisant à des variations de la réluctance totale du circuit magnétique [KUR01, SRA98, HEN94].

Une description formelle du système électromécanique est donnée par les équations :

$$E(\vec{q}_E, \dot{\vec{q}}_E, \vec{q}_M) = s_E \tag{7.1}$$

$$M(\vec{q}_M, \dot{\vec{q}}_M, \vec{q}_E) = s_M \tag{7.2}$$

où les opérateurs mathématiques M et E décrivent respectivement les caractéristiques dynamiques des sous-systèmes mécanique et électromagnétique. Les vecteurs \vec{q}_E et \vec{q}_M sont respectivement les variables d'état électromagnétique et mécanique du système. Le terme s_E représente la contribution électromagnétique des sources (courant, tension, courant induit,...), tandis que le terme s_M représente la contribution mécanique des sources (ressorts, gravitation, force magnétique,...).

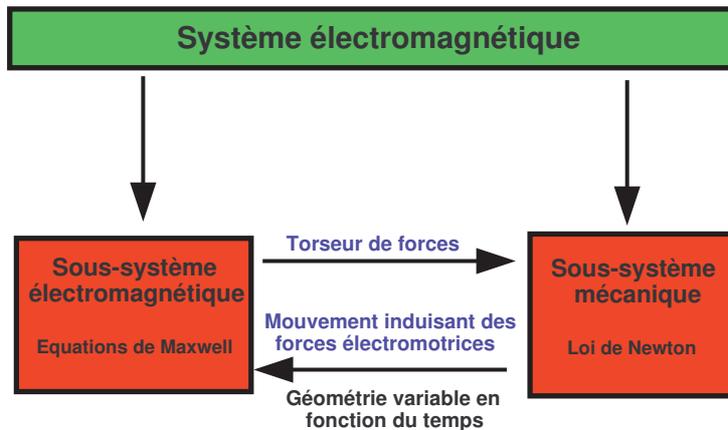


FIG. 7.12 – Décomposition du système électromagnétique en un sous système mécanique et en un sous système électromagnétique interagissant l'un sur l'autre (Schéma reproduit de [KUR01])

La résolution des équations (7.1) et (7.2) n'est pas une tâche évidente car ce sont des équations aux dérivées partielles non linéaires. Une des principales causes de non linéarité est la variation quadratique de la force magnétique avec le champ magnétique.

Diverses stratégies peuvent être utilisées pour résoudre ces équations **simultanément** : on parle alors de *couplage électromagnétique fort* [REN94]. Les plus courantes sont les méthodes de type prédiction-correction. Ces méthodes consistent à prédire dans un premier temps, les variables d'état \vec{q}_E et \vec{q}_M à l'instant $t + h$ à l'aide d'une méthode d'intégration explicite. Les valeurs prédites sont ensuite corrigées à l'aide de formules d'intégration implicite

utilisant une procédure itérative de Newton-Raphson. Les itérations sont répétées jusqu'à ce que les corrections sur les variables d'état \vec{q}_E et \vec{q}_M satisfassent la tolérance imposée [LAM00].

Si le pas d'intégration h est choisi de telle manière à être plus faible que la période sur laquelle varient de manière significative les variables d'état \vec{q}_E et \vec{q}_M , les équations (7.1) et (7.2) du système électromécanique peuvent être intégrées séparément à chaque pas de temps [KUR01] : on parle dans ce cas de *couplage électromagnétique faible* [REN94]. En pratique, on évalue dans un premier temps le champ électromagnétique à l'instant $t + h$ en résolvant l'équation (7.1) dans laquelle les variables d'état mécanique \vec{q}_M^t sont supposées connues. Ensuite, les forces électromagnétiques calculées à partir de la solution du champ électromagnétique à l'instant $t + h$ sont introduites dans le système d'équations différentielles (7.2) décrivant le système mécanique afin de simuler le champ de déplacement du système électromagnétique à l'instant $t + h$. Le champ de déplacement « mis à jour » est finalement réintroduit dans les équations (7.1) du système électromagnétique pour le calcul du pas de temps suivant. Cet algorithme de couplage électromagnétique faible est illustré à la Figure 7.13.

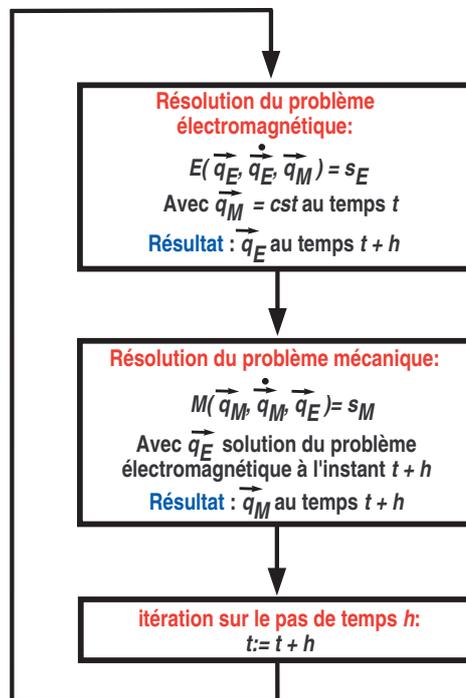


FIG. 7.13 – Illustration de l'algorithme de couplage électromagnétique faible (Schéma reproduit de [KUR01])

7.4 Modélisation du comportement dynamique de la partie mobile du relais

7.4.1 Description du modèle et condition d'ouverture

Lorsque le relais est en configuration fermée, sa partie amovible peut être modélisée simplement par une poutre encastrée-libre [CHA96, ZHA02, ZHA03, REN06], comme illustré aux Figures 7.14 et 7.15, respectivement pour les relais PED PXC-1203 et GP250. La résultante des forces de contact F_c entre les parties fixe et mobile est décrite par l'intermédiaire d'un ressort linéaire de raideur k agissant à l'extrémité libre de la poutre.

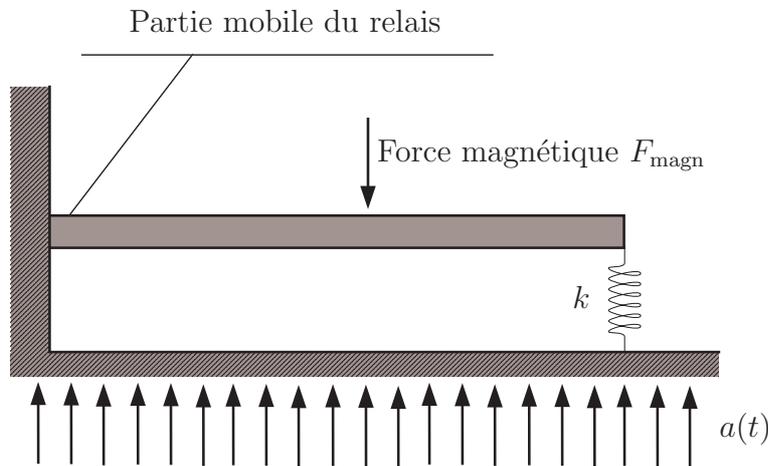


FIG. 7.14 – Poutre cantilever, représentant la partie amovible du relais PED, assujettie à des forces élastiques à son extrémité libre

Une approche par éléments finis a été adoptée pour représenter le comportement dynamique de la poutre. Le modèle a été développé à l'aide de la bibliothèque **EasyFEM** développée sous l'environnement **MatLab** par le service de Mécanique Rationnelle, Dynamique et Vibrations de la Faculté Polytechnique de Mons. La librairie **EasyFEM** comprend la définition de plusieurs procédures principalement orientées pour l'analyse statique et dynamique des structures par la méthode aux éléments finis. Elle comprend à la fois des procédures d'intérêt général (assemblage, intégration numérique des équations du mouvement,...) et les fonctions permettant la construction des matrices de masse et de rigidité des principaux éléments structurels (barres et poutres) [MRDVa].

La partie amovible du relais a été modélisée par des éléments de type « poutre ». L'élément **Beam1D** a été utilisé pour modéliser le relais PED PXC-1203, tandis que le comportement dynamique de la lame mobile 2 du relais GP250 a été décrit à l'aide de l'élément **Beam2D**.

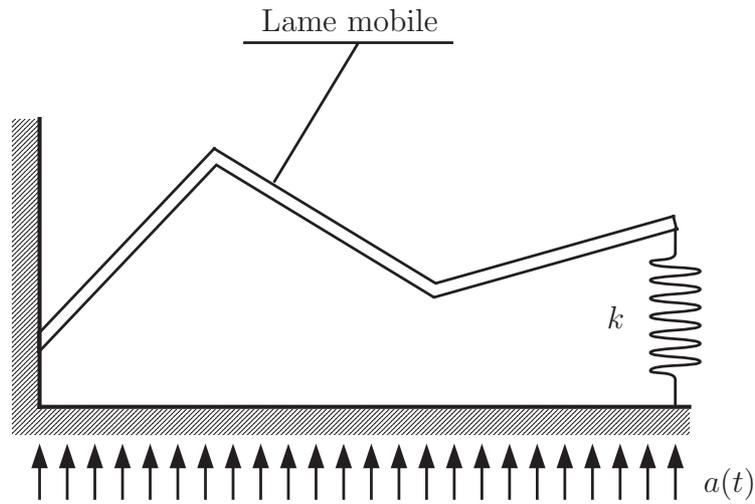


FIG. 7.15 – Lame mobile 2 du GP250 assujettie à un champ d'accélération $a(t)$

L'élément **BEAM1D** représente un tronçon de poutre soumis à la flexion et présente quatre degrés de liberté ordonnés comme indiqué à la Figure 7.16 : le déplacement transversal au nœud 1, la rotation au nœud 1, le déplacement transversal au nœud 2, la rotation au nœud 2. Cet élément ne présente aucun degré de liberté axial, et ne peut donc pas rendre compte des phénomènes de traction. Par ailleurs, cet élément ne permet que la modélisation de poutres contiguës orientées selon la même direction. Pour le relais PED PXC-1203, nous avons défini un total de 40 éléments le long de la poutre.

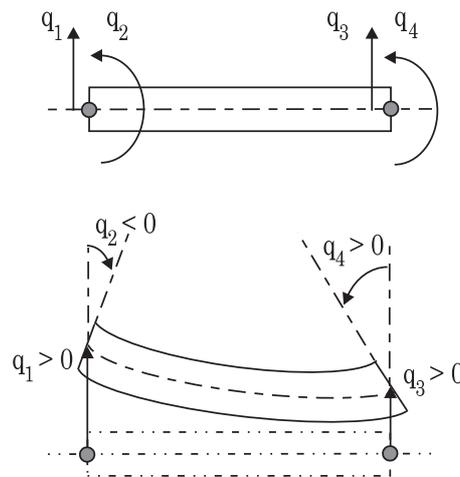


FIG. 7.16 – Définition des degrés de liberté de l'élément **BEAM1D** (Figure issue de [CON08])

L'élément **Beam2D** représente un tronçon de poutre uniforme, orienté de manière quelconque

dans le plan OXY , soumis à la traction et à la flexion. Cet élément présente six degrés de liberté par élément ordonnés comme à la Figure 7.17 : déplacements du nœud 1 mesurés respectivement selon les axes X et Y , rotation de la section au nœud 1 selon l'axe Z , déplacements et rotation du nœud 2. Un nombre total de 60 éléments a été considéré sur la longueur de la lame mobile du relais GP250.

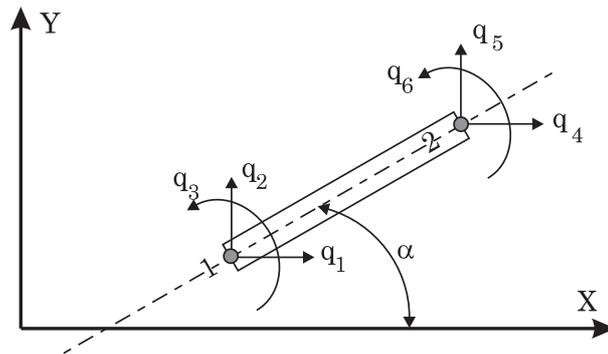


FIG. 7.17 – Définition des degrés de liberté de l'élément BEAM2D (Figure issue de [CON08])

Les équations du mouvement de la poutre sont données par le système d'équations différentielles linéaires suivant :

$$[M] \{\ddot{\vec{q}}\} + [C] \{\dot{\vec{q}}\} + [K] \{\vec{q}\} = \{\vec{F}(\vec{q})\} - [M] \{\vec{R}\} a(t) \quad (7.3)$$

où $[M]$ représente la matrice de masse du système, $[C]$ la matrice d'amortissement structurel du système et $[K]$ la matrice de rigidité du système. Le vecteur $\{\vec{q}\}$ désigne les déplacements nodaux exprimés par rapport au déplacement de la base du relais tandis que le vecteur $\{\vec{F}(\vec{q})\}$ indique les forces appliquées.

Le terme $-[M] \{\vec{R}\} a(t)$ correspond aux forces d'inertie d'entraînement appliquées au relais lorsque celui-ci est soumis à une accélération verticale $a(t)$. Le vecteur $\{\vec{R}\}$, appelé vecteur des coefficients d'influence, sert à référer l'accélération $a(t)$ au niveau des degrés de liberté de translation verticale : la composante r_i du vecteur des coefficients d'influence $\{\vec{R}\}$ prend la valeur 1 si le degré de liberté q_i correspond à une translation selon la direction de l'accélération $a(t)$ et 0 pour tous les autres degrés de liberté.

La matrice d'amortissement structurel $[C]$ du système a été construite en utilisant un amortissement proportionnel de Rayleigh [CON04] :

$$[C] = \alpha [M] + \beta [K] \quad (7.4)$$

Les paramètres de Rayleigh α et β peuvent être estimés expérimentalement à partir de l'identification des propriétés modales (fréquences propres et degrés d'amortissement réduits) des deux premiers modes propres du relais :

$$2\xi_k\omega_k = \alpha + \beta\omega_k^2 \quad (7.5)$$

Dans cette dernière équation, ω_k et ξ_k désignent respectivement la pulsation propre et le degré d'amortissement réduit associés au mode propre k .

La perte de contact du relais apparaît lorsque la résultante des forces de contact F_c , qui est décrite par l'action du ressort linéaire de raideur k , devient supérieure à la force minimale qu'il faut appliquer à l'extrémité libre pour l'ouvrir lorsqu'initialement le contact est fermé [BRE02] :

$$F_c = k |q_{\text{contact}}| > |F_{\text{min}}| \quad (7.6)$$

Dans le cas du relais PED PXC-1203, la force minimale à appliquer sur la partie mobile du relais est de 2.4 N. Cette valeur de la force a été estimée expérimentalement pour une tension d'alimentation de la bobine de 12 volts (cf. section 7.5.1.5).

Dans le cas du GP250, la force minimale à exercer à l'extrémité libre de la lame mobile pour rompre le contact de *repos*^e est de 0.08 N : il s'agit d'une valeur fournie par le fabricant (Tableau 7.1). Des mesures effectuées par Thales Alenia Space (Toulouse) sur l'une des lames mobiles du relais GP250 ont donné une valeur comprise entre 0.12 N et 0.16 N [BRE02]. Cependant, les difficultés d'accès à la lame mobile ne permettent pas une mesure précise. Dans la suite, nous utiliserons exclusivement la valeur fabricant. Lorsque la lame mobile ferme un contact de *travail*^f, la force à appliquer à son extrémité libre est de 0.7 N (valeur fabricant). Cette force magnétique a également été mesurée par Thales Alenia Space (Toulouse) et a été évaluée entre 0.5 N et 0.65 N [BRE02].

7.4.2 Interprétation physique à partir d'un système à 1 degré de liberté

L'allure générale de l'évolution, en fonction de la fréquence, de l'accélération minimale A_{min} conduisant à une perte de contact du relais peut facilement être interprétée au départ d'un système à un degré de liberté.

Considérons le système à un degré de liberté qui est représenté à la Figure 7.18. Ce système est constitué d'une masse m , d'un amortisseur visqueux de constante c et d'un ressort linéaire

^eLe contact de *repos* est maintenu en position par l'effet ressort de la lame mobile.

^fLe contact de *travail* est maintenu en position par l'effort magnétique de l'aimant permanent de la palette.

de raideur k . Une précontrainte F_{c0} est appliquée sur la masse m et la fondation du système est animée d'une accélération $a(t)$.

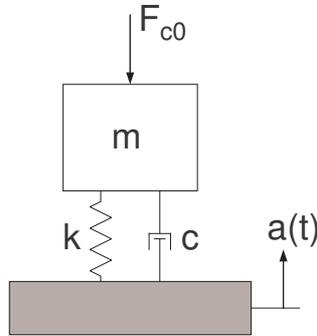


FIG. 7.18 – Schéma du modèle à un degré de liberté

L'équation différentielle régissant le comportement dynamique de ce système mécanique à un degré de liberté est donnée par

$$m \ddot{y} + c \dot{y} + k y = F_{c0} - m a(t) \quad (7.7)$$

où le paramètre de configuration y désigne le déplacement relatif de la masse m par rapport à sa fondation. En introduisant l'écart $Y \equiv y - y_{eq}$ par rapport à la position d'équilibre statique $y_{eq} = \frac{F_{c0}}{k}$, l'équation différentielle (7.7) peut se mettre sous la forme suivante :

$$\ddot{Y} + 2\xi\omega_0 \dot{Y} + \omega_0^2 Y = -a(t) \quad (7.8)$$

où $\omega_0 \equiv \sqrt{\frac{k}{m}}$ représente la pulsation propre du système et ξ le degré d'amortissement réduit du système défini par $\frac{c}{m} \equiv 2\xi\omega_0$.

Dans le domaine fréquentiel, l'équation (7.8) s'exprime de la manière suivante :

$$\underline{Y} = \frac{-\underline{A}}{(-\omega^2 + j 2\xi\omega\omega_0 + \omega_0^2)} \quad (7.9)$$

En vertu de la condition d'ouverture (7.6), il y aura perte de contact si :

$$|Y| = \left| \frac{-\underline{A}}{(-\omega^2 + j 2\xi\omega\omega_0 + \omega_0^2)} \right| \geq \left| \frac{F_{c0}}{k} \right| \quad (7.10)$$

Finalement, l'expression de l'accélération minimale A_{min} à partir de laquelle on observe une perte de contact est donnée par la relation :

$$A_{min} = \frac{F_{c0}}{m} \sqrt{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right)^2 + \left(2\xi\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \quad (7.11)$$

Cette relation montre que l'accélération nécessaire pour ouvrir le relais évolue comme l'inverse de la transmissibilité du système.

Comme on peut le constater à la Figure 7.19, le degré d'amortissement ξ du système « masse-ressort-amortisseur » est un paramètre significatif dans les simulations numériques car sa valeur influence sensiblement l'estimation de l'accélération minimale conduisant à une perte de contact du relais.

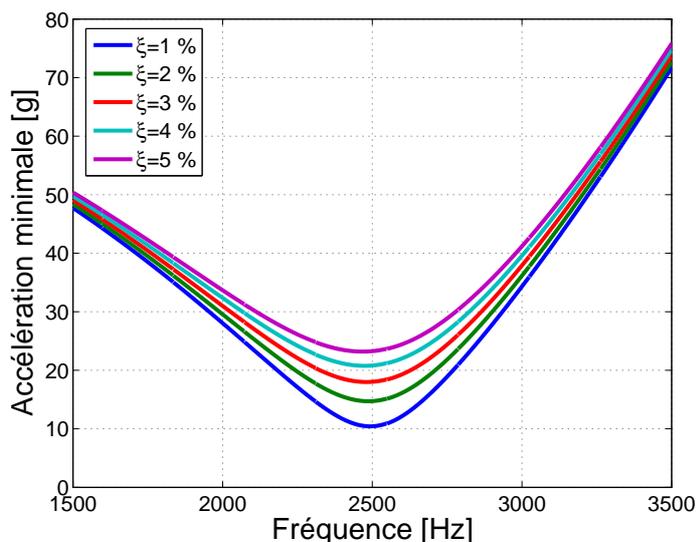


FIG. 7.19 – Évolution de l'accélération minimale conduisant à une perte de contact en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du degré d'amortissement ξ

7.5 Application au relais PED

7.5.1 Calcul de la force électromagnétique

7.5.1.1 Introduction

Pour intégrer les équations différentielles du sous-système mécanique (7.2), il est nécessaire de connaître les forces électromagnétiques générées par l'électroaimant et exercées sur la partie mobile du relais. Lorsque le relais est fermé, la force électromagnétique F_{magn} agissant sur l'armature métallique du relais est donnée par l'expression suivante [JAC62, JUF95] :

$$F_{magn} = \frac{B_{air}^2 S_{air}}{2\mu_{air}} \quad (7.12)$$

Le calcul de la force magnétique F_{magn} requiert la connaissance de l'induction magnétique B_{air} dans l'air et de la section S_{air} de l'entrefer. La constante μ_{air} représente la perméabilité

magnétique de l'air qui est approximativement égale à celle du vide qui vaut $4\pi 10^{-7} \text{ mT/A}$.

En outre, l'induction magnétique B_{air} dépend de nombreux paramètres tels que le nombre de spires de la bobine de l'électroaimant, le courant, la réluctance du circuit magnétique, les caractéristiques du matériau ferromagnétique, ... A priori ces paramètres sont inconnus et doivent être identifiés expérimentalement.

L'induction magnétique peut être simulée de deux manières différentes :

- soit par une approche analytique utilisant la théorie des circuits magnétiques,
- soit à l'aide d'un modèle éléments finis du relais.

L'approche analytique offre l'avantage d'être beaucoup plus rapide en temps de calcul que la méthode aux éléments finis. Par ailleurs, elle permet facilement de calculer l'induction magnétique pour différentes configurations géométriques du relais.

L'approche par circuit magnétique équivalent a été implémentée sous **MatLab** et a été validée en comparant les prédictions numériques de la force magnétique F_{magn} à celles du modèle éléments finis et aux valeurs expérimentales.

7.5.1.2 Approche par circuit magnétique équivalent

Notion de force magnétomotrice

La force magnétomotrice ϵ , aussi appelée potentiel magnétique, qui est générée par le solénoïde du relais est calculée à partir de la forme intégrale du théorème d'Ampère^g :

$$\epsilon \equiv \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = NI \quad (7.13)$$

où N représente le nombre de spires du bobinage du relais.

Le courant I circulant à travers l'enroulement obéit à la loi des mailles qui exprime que dans un circuit électrique la somme algébrique des variations de potentiel le long de n'importe quel parcours fermé doit être nulle :

$$V - \mathcal{L} \frac{dI}{dt} - RI = 0 \quad (7.14)$$

^gDans le cadre de la magnétostatique, le théorème d'Ampère énonce que l'intégrale curviligne du champ magnétique le long d'un parcours fermé, appelé boucle d'Ampère, est égale à la somme algébrique des courants qui traversent la surface délimitée par cette boucle, multipliée par la perméabilité magnétique du vide μ_0 ($= 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$) : $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I$. Sous sa forme différentielle, le théorème d'Ampère s'écrit : $\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$, où \vec{j} désigne la densité de courant.

où \mathcal{L} désigne l'inductance du circuit magnétique, R la résistance électrique de l'enroulement et V la tension d'alimentation de la bobine.

Notion de flux magnétique

Un tube d'induction est défini comme le volume engendré par les lignes d'induction magnétique qui s'appuient sur un contour fermé. Les lignes d'induction magnétique sont tangentes en chaque point de l'espace aux vecteurs d'induction magnétique $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$.

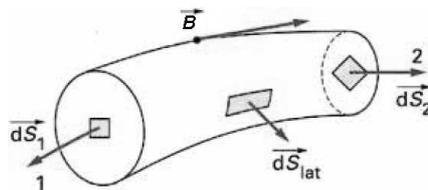


FIG. 7.20 – Tube d'induction magnétique (Figure issue de [JUF95])

On définit le flux magnétique Φ comme étant la grandeur :

$$\Phi = \iint_{S_t} \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (7.15)$$

où S_t représente la surface du tube d'induction magnétique. Le flux magnétique associé à un tube d'induction est conservatif. Cette propriété résulte de l'équation de Maxwell-Thomson^h qui exprime que la divergence de l'induction magnétique est nulle :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (7.16)$$

En effet, l'application du théorème de Green-Ostrogradski permet de mettre l'équation (7.16) sous sa forme intégrale :

$$\iiint \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S} = \iint_{S_1} \vec{B} \cdot d\vec{S}_1 + \iint_{S_2} \vec{B} \cdot d\vec{S}_2 + \iint_{S_{lat}} \underbrace{\vec{B} \cdot d\vec{S}_{lat}}_{= \vec{0} \text{ car } \vec{B} \perp d\vec{S}_{lat}} = 0 \quad (7.17)$$

qui exprime effectivement la conservation du flux magnétique :

$$-\Phi_1 + \Phi_2 = 0 \quad \text{ou} \quad \Phi_1 = \Phi_2 \quad (7.18)$$

^hL'équation de Maxwell-Thomson constitue la version magnétique du théorème de Gauss.

Loi d’Hopkinson

Le long d’un tube d’induction, le flux magnétique Φ varie linéairement avec la force magnétomotrice ϵ [JUF95] :

$$\epsilon \equiv \oint_C \underbrace{\vec{H} \cdot d\vec{l}}_{\vec{H} \parallel d\vec{l}} = \oint_C \frac{S}{S} \frac{B}{\mu_0} dl = \Phi \oint_C \frac{dl}{\mu_0 S} = \mathcal{R}_{tot} \Phi \tag{7.19}$$

Cette équation est connue sous le nom de la loi d’Hopkinson et constitue l’équivalent de la loi d’Ohm pour les circuits magnétiques. La réluctance \mathcal{R}_{tot} , encore appelée résistance magnétique, dépend des caractéristiques géométriques et physiques du circuit magnétique. Comme pour les résistances électriques, les réluctances peuvent s’associer en série et en parallèle et répondent aux mêmes relations qu’en électricité (Figure 7.21) :

$$\mathcal{R}_{tot} = \sum_i \mathcal{R}_i \tag{7.20}$$

$$\frac{1}{\mathcal{R}_{tot}} = \sum_i \frac{1}{\mathcal{R}_i} \tag{7.21}$$

l’équation (7.20) étant la relation pour les réluctances en série et l’équation (7.21) celle pour les réluctances en parallèle.



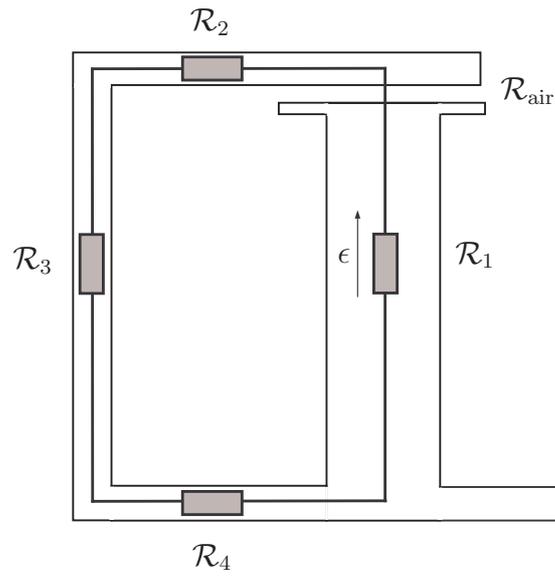
FIG. 7.21 – Réluctances en série et en parallèle

Détermination de l’induction magnétique B_{air}

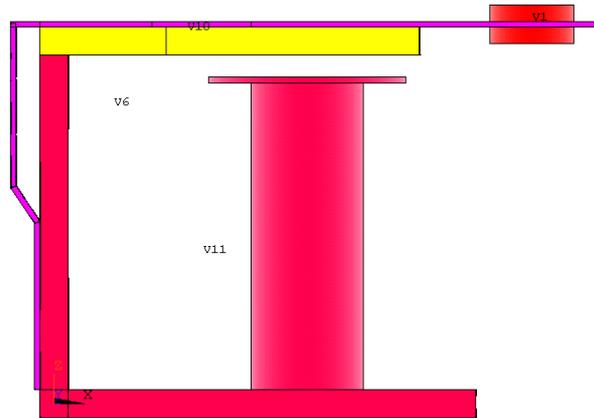
La partie ferromagnétique du relais PED PXC-1203 peut être considérée comme un circuit magnétique subdivisé en plusieurs tronçons pour lesquels sont calculées les réluctances correspondantes (Figure 7.22(a)).

La réluctance totale \mathcal{R}_{tot} du circuit magnétique est la somme des réluctances des différents tronçons constituant le circuit magnétique :

$$\mathcal{R}_{tot} = \sum_i \mathcal{R}_i = \sum_i \frac{l_i}{\mu_0 \mu_{ri} S_i} \tag{7.22}$$



(a) Circuit magnétique équivalent



(b) Modèle DAO du relais

FIG. 7.22 – Circuit magnétique associé au relais PED en configuration fermée

où l_i , S_i et μ_{ri} représentent respectivement la longueur, la section et la perméabilité magnétique relative du segment i du circuit magnétique.

Finalement, l'application de la loi d'Hopkinson (7.19) et de la conservation du flux magnétique (7.17) permet de calculer l'induction magnétique B_{air} au niveau de l'entrefer du relais :

$$B_{\text{air}} = \frac{\Phi}{S_{\text{air}}} = \frac{1}{S_{\text{air}}} \frac{\epsilon}{R_{\text{tot}}} = \frac{NI}{S_{\text{air}} \sum_i \frac{l_i}{\mu_0 \mu_{ri} S_i}} \quad (7.23)$$

L'induction magnétique B_{air} dépend essentiellement de la valeur de l'entrefer e et du nombre de spires N de l'enroulement en cuivre qui peut être estimé indirectement par une mesure de

l'inductance propre \mathcal{L} du circuit magnétique par la relation :

$$\Phi_{\text{total}} \equiv N \Phi = \mathcal{L} I \Rightarrow \mathcal{L} = \frac{N \Phi}{I} = \frac{N}{I} \frac{NI}{\mathcal{R}_{\text{tot}}} = \frac{N^2}{\mathcal{R}_{\text{tot}}} \quad (7.24)$$

La résistance R et l'inductance propre \mathcal{L} ont été estimées expérimentalement à l'aide d'un testeur de composants RLC METERMAN LCR55. Les caractéristiques du testeur sont renseignées dans le Tableau 7.2.

TAB. 7.2 – Caractéristique du testeur de composants LCR55

Résistances	0.01 Ω à 20 M Ω	+/- 0.5% *
Capacités	0.1 pF à 2000 μ F	+/- 1.0% *
Inductances	0.1 μ H à 200 H	+/- 5.0% *
* erreur relative par rapport au calibre utilisé		

La mesure des dimensions du relais PED PXC-1203, telles que la valeur de l'entrefer e , a été réalisée à l'aide de la Machine à Mesurer Tridimensionnelle (M.M.T.) du laboratoire de métrologie du Service de Génie Mécanique de la Faculté Polytechnique de Mons (Figure 7.23). Cette machine permet d'effectuer des mesures avec une grande précision : l'erreur ε dépend de la longueur de la pièce à mesurer et vaut $\varepsilon = 2,5 + \frac{L}{400} \mu\text{m}$, L étant la longueur mesurée en mm.



(a) Machine à Mesurer Tridimensionnelle (b) Disposition du relais

FIG. 7.23 – M.M.T utilisée pour mesurer la géométrie du relais

Les principales caractéristiques géométriques et physiques du circuit magnétique correspondant à la configuration fermée du relais PED sont résumées au Tableau 7.3.

Lorsqu'on applique une tension d'alimentation V de 12 volts, un courant I de 85.7 mA circule dans la bobine du relais produisant ainsi un flux magnétique Φ de 15.93 μ Wb. Ce flux

TAB. 7.3 – Caractéristiques mesurées et calculées du circuit magnétique en configuration fermée

Résistance R :	140 Ω	Entrefer e :	0.3 mm
Inductance propre \mathcal{L} :	0.145 H	Réductance totale \mathcal{R}_{tot} :	$7.5 \cdot 10^6 \text{ H}^{-1}$
Nombre de spires N :	1286	Section S_{air} de l'entrefer	38.48 mm ²

induit un champ d'induction magnétique B_{air} de 0.414 T dans l'entrefer, ce qui conduit, lorsque le relais est fermé, à une force magnétique F_{magn} de 2.60 N s'exerçant sur la partie mobile du relais PED PXC-1203.

7.5.1.3 Approche par la méthode aux éléments finis

Un modèle bidimensionnel du relais PED PXC-1203 a été développé à l'aide du logiciel aux éléments finis ANSYS 8.1 en vue de simuler le champ magnétique généré par le solénoïde lorsqu'un courant le parcourt. La partie ferromagnétique du relais, ainsi que l'air ambiant et la bobine, ont été décrits par des éléments parallélépipédiques ou triangulaires dédiés aux calculs magnétiques. Ces éléments, baptisés PLANE53 dans ANSYS, sont définis par huit nœuds et possèdent un degré de liberté par nœud : la composante A_z du potentiel vecteur \vec{A} correspondant à la direction perpendiculaire au plan du modèle [ANSYS]. Le potentiel vecteur \vec{A} est lié au champ magnétique \vec{H} par la relation :

$$\vec{H} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (7.25)$$

L'introduction du potentiel vecteur \vec{A} permet, sous certaines conditions dites de *jauges*, de découpler les équations de Maxwell [FEY99, SEM98]. Dans le contexte de la magnétostatique, l'équation de Maxwell-Ampèreⁱ s'écrit sous la forme d'une équation de Poisson :

$$\Delta \vec{A}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \vec{j}(\vec{r}, t) \quad (7.26)$$

où \vec{j} représente la densité de courant et μ_0 la perméabilité magnétique du vide^j. C'est sous cette forme différentielle que l'équation de la magnétostatique est implémentée dans les logiciels aux éléments finis [MEU03].

L'excitation se définit par la densité de courant \vec{j} qui circule à travers l'enroulement en cuivre. Cette densité de courant a été appliquée aux deux surfaces représentant la bobine avec pour l'une une valeur positive et pour l'autre, une valeur négative, le signe indiquant le sens de circulation du courant (Figure 7.24).

ⁱLa forme différentielle du Théorème d'Ampère.

^jLa perméabilité magnétique du vide μ_0 est égale à $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ [mT/A]}$.

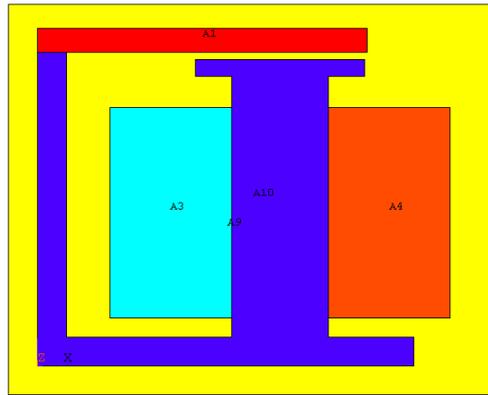


FIG. 7.24 – Vue des différentes zones du relais

Nous avons imposé comme condition aux limites que le potentiel vecteur \vec{A} soit nul aux frontières de la surface représentant l'air ambiant. Cette condition revient à obliger les lignes d'induction magnétique à être parallèles à la « boîte » délimitant le système. Le « volume » d'air enfermant le relais a été pris de plus en plus grand jusqu'à la stabilisation des résultats numériques.

Comme illustré à la Figure 7.25, les lignes d'induction magnétique obtenues par simulation numérique sont canalisées à l'intérieur du circuit magnétique.

Le champ magnétique \vec{H} calculé pour une densité de courant correspondant à une tension d'alimentation de la bobine de 12 volts conduit à une force magnétique de 2.44 N. Cette force est comparable à la force estimée par l'approche par circuit magnétique équivalent (cf. section 7.5.1.2).

7.5.1.4 Analyse paramétrique

La figure 7.26(a) illustre la dépendance quadratique de la force magnétique F_{magn} avec la tension d'alimentation de la bobine V .

La valeur de l'entrefer est un paramètre significatif dans le calcul de la force magnétique. En effet, comme le montre la Figure 7.26(b), une faible erreur sur l'estimation de l'entrefer peut conduire rapidement à une mauvaise évaluation de la force magnétique qui s'exerce réellement sur la partie mobile du relais. En pratique, la valeur de l'entrefer est recalée sur base de données expérimentales.

La Figure 7.26(d) montre l'évolution de la force magnétique F_{magn} en fonction de la perméabilité relative μ_r du matériau ferromagnétique. La faible variation de la force magnétique avec la perméabilité magnétique relative μ_r montre qu'une erreur sur l'identi-

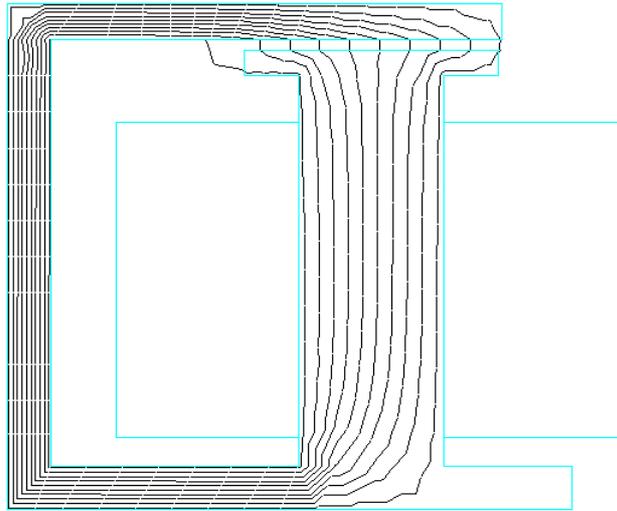


FIG. 7.25 – Lignes d'induction magnétique

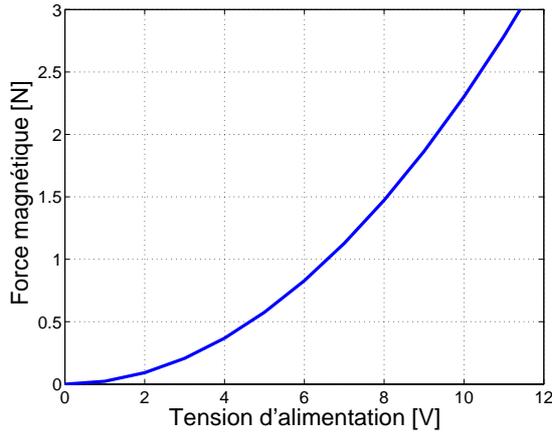
cation du matériau ferromagnétique constituant le relais n'est pas problématique au niveau du modèle. Dans la suite de ce travail, nous avons considéré pour la perméabilité magnétique relative μ_r la valeur du fer qui est égale à 10000.

Pour ce qui est de l'inductance, elle a été prise dans une gamme de valeurs comprise entre l'erreur minimum et maximum que donnait l'appareil de mesure (cf. Tableau 7.2). Comme en atteste la Figure 7.26(c), la force magnétique varie très peu avec l'inductance dans la gamme de valeurs considérées. L'erreur sur la mesure de l'inductance n'est donc pas significative pour le calcul de la force magnétique F_{magn} .

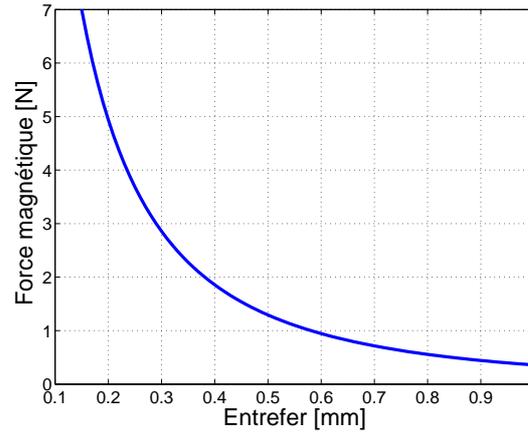
7.5.1.5 Validation des deux modèles numériques

La force magnétique a été estimée expérimentalement à partir de la mesure de la force minimale qui doit être appliquée sur la partie mobile du relais pour l'ouvrir lorsque celui-ci se trouve dans sa configuration fermée. Pour réaliser cette mesure, des lames en plastique dur ont été collées sur le relais de telle manière à pouvoir le placer entre les mors d'une machine de traction. Pour des tensions d'alimentation de la bobine variant de 6 à 12 V, la partie mobile du relais a été soumise à un effort croissant jusqu'à ouverture du contact.

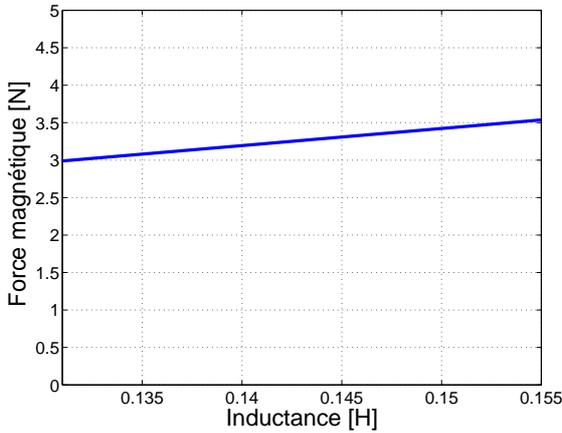
L'évolution mesurée de la force magnétique, en fonction de la tension d'alimentation est comparée, à la Figure 7.28, à celle déduite numériquement des deux modèles présentés précédemment. Les deux approches numériques conduisent à des résultats similaires et permettent de simuler la force magnétique générée par le solénoïde du relais.



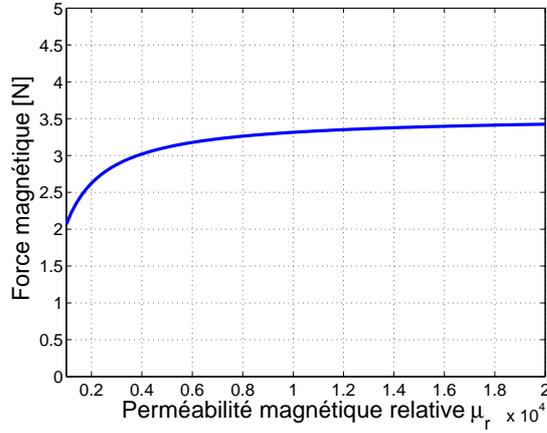
(a) Evolution de F_{magn} en fonction de V :
entrefer=0.3 mm, $\mu_r=10000$, $\mathcal{L}=0.145$ H



(b) Evolution de F_{magn} en fonction de
l'entrefer : $U=12$ V, $\mu_r=10000$, $\mathcal{L}=0.145$
H



(c) Evolution de F_{magn} en fonction de \mathcal{L} :
 $U=12$ V, entrefer=0.3 mm, $\mu_r=10000$



(d) Evolution de F_{magn} en fonction de μ_r :
 $U=12$ V, entrefer=0.3 mm, $\mathcal{L}=0.145$ H

FIG. 7.26 – Influence de quelques paramètres physiques et géométriques du circuit magnétique sur le calcul de la force magnétique F_{magn}

7.5.2 Estimation de la raideur de contact – Théorie du contact de Hertz

Le contact entre les parties amovible et statique du relais PED PXC-1203 est représenté schématiquement à la Figure 7.29.

Dans le cadre de la théorie du contact de Hertz pour un contact sphérique entre deux corps homogènes et isotropes, la force F assurant le contact entre les deux solides et la déformation totale δ des deux surfaces en contact sont liées par une relation non linéaire de la forme :

$$F = K \delta^{3/2} \quad (7.27)$$

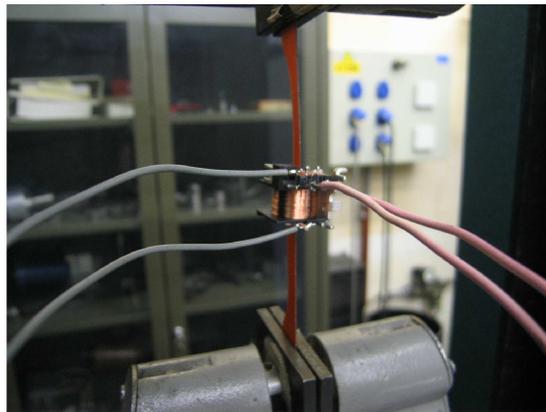


FIG. 7.27 – Disposition du relais entre les mors de la machine de traction

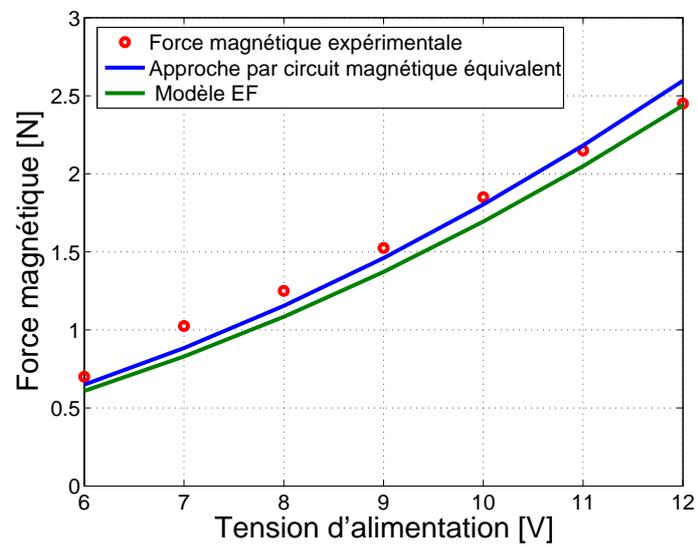


FIG. 7.28 – Évolution des forces magnétiques expérimentales et numériques en fonction de la tension d'alimentation de la bobine du relais

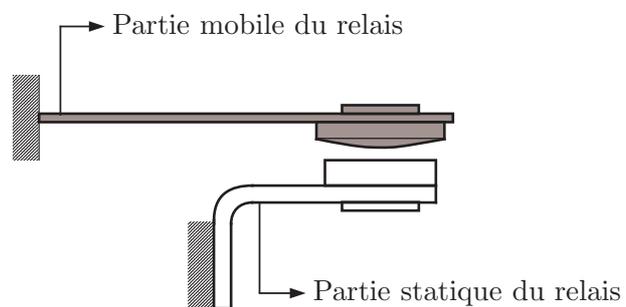


FIG. 7.29 – Vue schématique du contact entre les parties mobile et statique du relais (Figure tirée de [REN06])

La constante K est déterminée à partir des propriétés physiques et géométriques des deux corps en contact [DEH03, REN06] :

$$K = \frac{4 E^*}{3} R^{1/2} \quad (7.28)$$

Dans cette dernière équation, les paramètres E^* et R sont définis par les relations suivantes :

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \quad (7.29)$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (7.30)$$

où E_i , ν_i et R_i représentent respectivement le module d'élasticité de Young, le rapport de Poisson et le rayon de contact du solide i .

Pour de faibles variations autour d'une configuration donnée (F_0, δ_0) , l'équation (7.27) peut être linéarisée en introduisant la raideur équivalente k définie par :

$$k = \left. \frac{\partial F}{\partial \delta} \right|_{F_0, \delta_0} = \frac{3}{2} K \delta_0^{1/2} = \frac{3}{2} K^{2/3} F_0^{1/3} \quad (7.31)$$

La Figure 7.30 montre l'évolution de la raideur linéaire k en fonction de la force normale de contact F et du rayon de contact R_1 de la partie mobile dans le cas où le matériau constituant les deux corps en contact est un alliage d'argent et que la surface de contact de la partie statique est plate ($R_2 = \infty$). L'ordre de grandeur obtenu pour la raideur linéaire de contact équivalente k est de 10^6 N/m ; cette valeur de la raideur est cohérente avec celle que l'on peut trouver dans la littérature pour ce type de relais [REN06].

7.5.3 Identification expérimentale des paramètres du modèle mécanique sur base de la mesure de la transmissibilité du système

La transmissibilité $T(\omega)$ entre l'accélération $a(t)$ de la base du relais et la vitesse $v_c(t)$ d'un point de la partie mobile, situé à proximité de la bobine, a été mesurée dans la gamme fréquentielle [0 – 8 kHz] lorsque le relais se trouve en configuration fermée. Pour rappel, la transmissibilité $T(\omega)$ est le rapport, dans le domaine fréquentiel, entre la réponse mesurée $v_c(t)$ et l'accélération $a(t)$ avec laquelle la base du relais est animée :

$$\left. \begin{array}{l} a(t) \xrightarrow{FFT} A(\omega) \\ v_c(t) \xrightarrow{FFT} V_c(\omega) \end{array} \right\} \Rightarrow T(\omega) = \frac{V_c(\omega)}{A(\omega)}$$

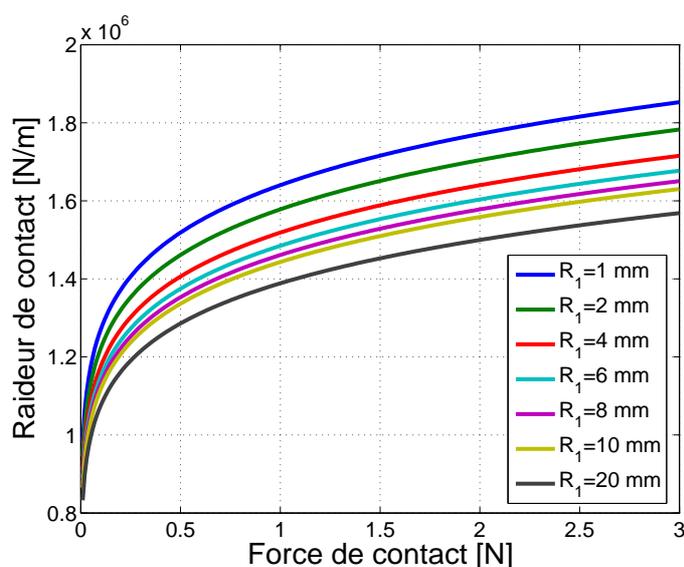


FIG. 7.30 – Relation entre la raideur k , la force de contact F et le rayon de contact R_1

En pratique, la transmissibilité $T(\omega)$ est évaluée à partir du rapport entre la densité spectrale de puissance de la réponse $S_{VV}(\omega)$ et de la densité spectrale de puissance croisée $S_{VA}(\omega)$ entre la réponse $v_c(t)$ et l'excitation $a(t)$ [DEH01] :

$$\hat{T}(\omega) = \frac{S_{VV}(\omega)}{S_{VA}(\omega)} \quad (7.32)$$

L'accélération de la base du relais a été mesurée à l'aide d'un accéléromètre piézoélectrique Brüel & Kjaer 4393, de sensibilité égale à 100 mV/(m/s²), collé à la table du shaker utilisé pour générer les vibrations (Figure 7.31). Les principales caractéristiques de cet accéléromètre sont renseignées au Tableau 7.4^k.

TAB. 7.4 – Caractéristiques de l'accéléromètres Brüel & Kjaer 4393

Marque	Brüel & Kjaer
Masse	2.4 g
Bande passante	10 kHz
Sensibilité	100 mV/g

La vitesse de la zone de contact a été relevée à l'aide d'un vibromètre laser POLYTEC OFV-1100. Le vibromètre laser permet de mesurer par interférométrie les réponses vibratoires d'une structure sans être en contact avec celle-ci, ce qui présente l'avantage de ne

^kLa datasheet complète de l'accéléromètre Brüel & Kjaer 4393 est donnée à l'annexe C.

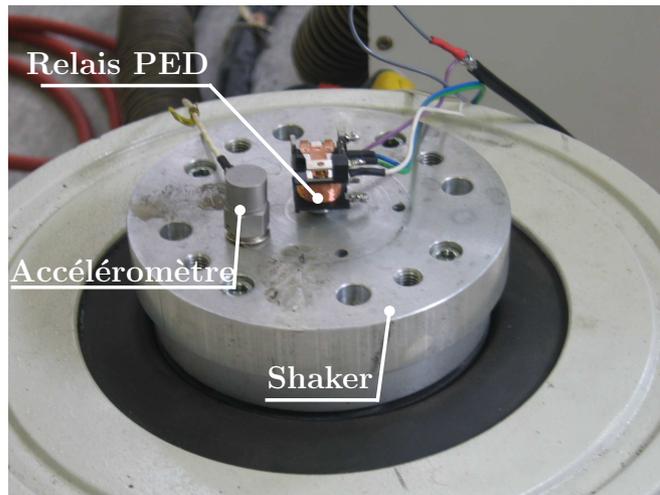


FIG. 7.31 – Vue du dispositif expérimental utilisé pour mesurer la transmissibilité $T(\omega)$

TAB. 7.5 – Caractéristiques modales du relais

	Fréquence propre f_k	Degré d'amortissement réduit ξ_k
Mode 1	2765 Hz	$\approx 2 \%$
Mode 2	5795 Hz	$\approx 1.5 \%$

pas modifier la masse totale du système étudié.

Comme illustré à la Figure 7.32, la courbe de transmissibilité mesurée dans la gamme fréquentielle [2 – 8 kHz] révèle la présence de deux modes propres. Les caractéristiques modales de ces deux modes propres peuvent facilement être estimées à partir de la transmissibilité $T(\omega)$ en utilisant des méthodes classiques d'identification modale. Quelques une de ces méthodes, dont les méthodes du **Circle-Fit** et du **Line-Fit** [MAI97], sont implémentées dans la bibliothèque **EasyMod** qui a été développée sous l'environnement **MatLab** par le service de Mécanique Rationnelle, Dynamique et Vibrations de la Faculté Polytechnique de Mons [MRDVb]. Les caractéristiques modales de ces deux premiers modes propres ont été identifiées à partir de la méthode du **Circle-Fit** et sont résumées au Tableau 7.5. Étant donné que les relais sont des mécanismes très légers et de petite taille, il n'est pas surprenant de trouver les premiers modes propres de flexion à des fréquences aussi élevées.

Les caractéristiques modales du relais PED PXC-1203 ont permis d'identifier par une procédure de recalage la raideur de contact k , le module d'élasticité de Young E du matériau ferromagnétique constituant la partie mobile du relais PED PXC-1203, ainsi que les paramètres de Rayleigh α et β nécessaires pour construire la matrice d'amortissement structu-

rel $[C]$ (cf. Équation (7.4)). Les valeurs de ces différents paramètres sont reprises au Tableau 7.6.

TAB. 7.6 – Caractéristiques physiques de la partie mobile du relais

Caractéristiques élastiques	
k : 1763200 N/m	E : 156 GPa
Paramètres de Rayleigh	
α : 578 rad/s	β : $3.9 \cdot 10^{-7}$ s/rad

La comparaison entre la transmissibilité mesurée expérimentalement et celle simulée à partir du modèle éléments finis est montrée à la Figure 7.32. Ces résultats attestent que notre modèle permet de reproduire correctement le comportement dynamique de la partie mobile du relais PED PXC-1203 dans la gamme fréquentielle [2 – 8 kHz].

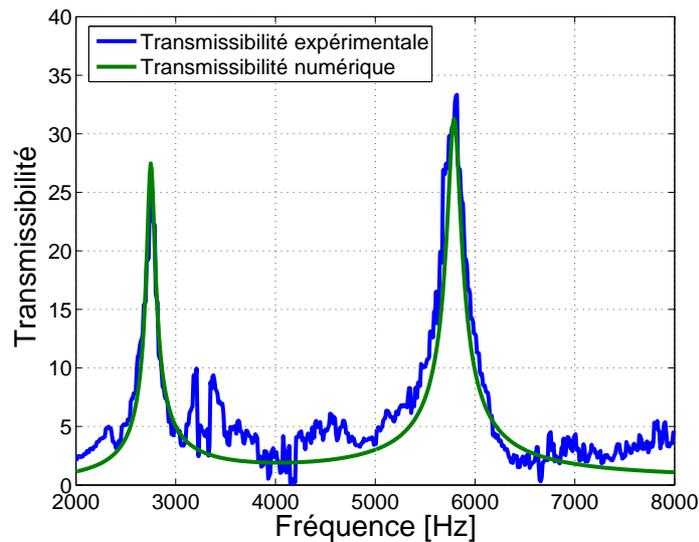
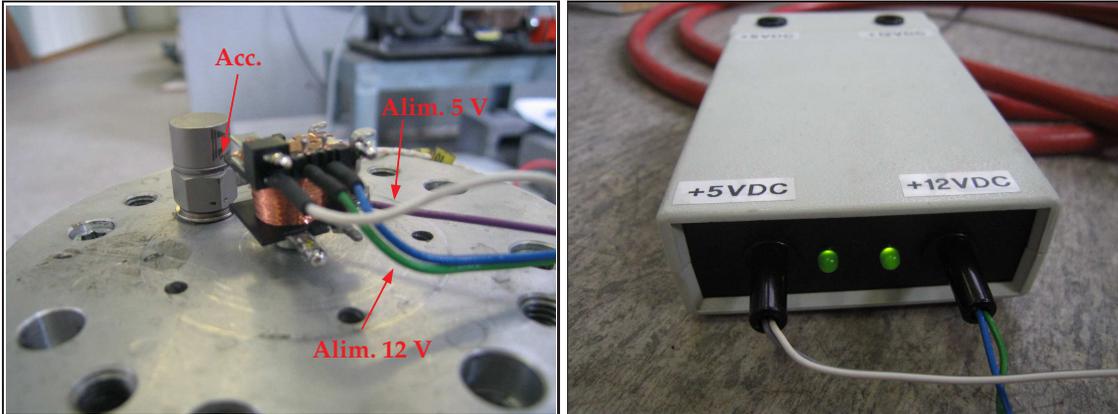


FIG. 7.32 – Comparaison entre les transmissibilités expérimentale et numérique

7.5.4 Résultats expérimentaux et validation du modèle du relais

L'accélération minimale conduisant à une perte de contact du relais peut être estimée expérimentalement à partir du relevé de l'évolution temporelle de la tension appliquée aux bornes 4 et 7 du relais lorsque celui-ci est en configuration fermée (Figure 7.33). Nous considérerons qu'une perte de contact du relais survient dès que la tension mesurée chute de 2 % sous la tension nominale fixée à 5 V.

Les niveaux vibratoires auxquels est soumis le relais PED PXC-1203 sont mesurés à l'aide d'un accéléromètre piézoélectrique Brüel & Kjaer 4393, de sensibilité égale à $3.16 \text{ mV}/(\text{m}/\text{s}^2)$, qui est directement collé sur le plateau du shaker.



(a) borne 4 : fil blanc – borne 7 : fil mauve – borne 1 : fil bleu – borne 2 : fil vert
 (b) Alimentation en tension continue : 5 V (Contact) – 12 V (Bobine)

FIG. 7.33 – Dispositif expérimental utilisé pour mesurer l'évolution temporelle de l'accélération et de la tension lors des essais vibratoires

Nous avons excité la base du relais PED PXC-1203 à l'aide d'une sollicitation harmonique et nous avons estimé pour des fréquences d'excitation balayant la gamme fréquentielle [2 – 8 kHz], le niveau d'accélération minimum A_{min} entraînant une perte de contact du relais en augmentant progressivement le gain d'amplification du shaker jusqu'au moment où le signal de la tension chute en dessous de 4.9 V.

La comparaison entre les valeurs expérimentales et les prédictions numériques est montrée à la Figure 7.34. Remarquons qu'aucun résultat expérimental n'est disponible entre 3500 et 5000 Hz car le shaker ne permet pas d'imposer des niveaux vibratoires supérieurs à 100 g.

Comme annoncé à la section 7.4.2 à partir de l'analyse d'un système mécanique à un degré de liberté, la courbe donnant l'accélération minimale conduisant à une perte de contact en fonction de la fréquence d'excitation évolue comme l'inverse de la transmissibilité du système : la sensibilité du relais PED PXC-1203 augmente significativement au voisinage des fréquences propres de sa partie mobile.

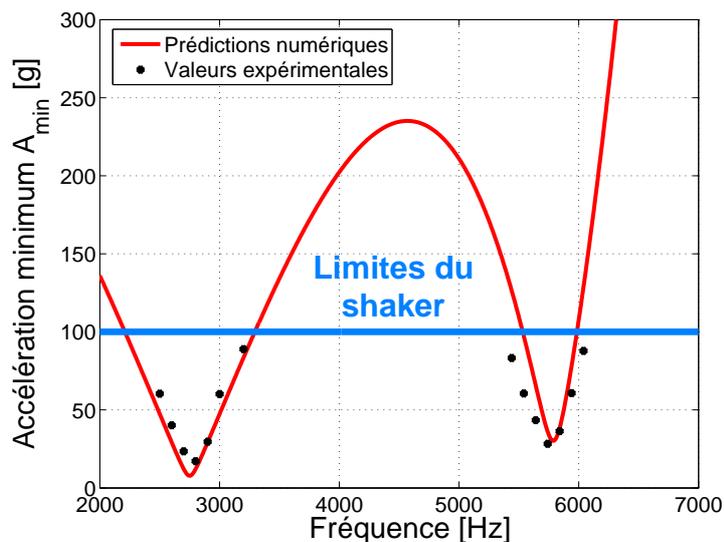


FIG. 7.34 – Comparaison entre les prédictions expérimentales et numériques

7.5.5 Analyse de la résistance aux chocs

7.5.5.1 Spécifications selon la norme CEI 255-21-2

Selon la norme CEI-255-21-2 [CEI], les essais de choc se divisent en trois catégories, les essais de comportement, les essais de tenue aux chocs et les essais de secousses. Les essais de comportement sont effectués pour déterminer le comportement du spécimen testé lorsqu'il est soumis à des chocs tels que ceux auxquels il peut être occasionnellement exposé en service. Les essais de tenue aux chocs, quant à eux, appliquent des niveaux de chocs plus élevés pour simuler des environnements avec lesquels le relais peut être mis en présence durant son transport ou sa manutention. Enfin, les essais de secousses consistent à soumettre le relais à un nombre important de chocs successivement selon les trois axes (2000 secousses par axe).

Pour chacune des trois catégories d'essai, la forme de l'impulsion utilisée est une demi période d'une onde sinusoïdale déterminée par son niveau d'accélération A et sa durée D . La valeur réelle de l'accélération doit être à l'intérieur des limites de tolérance indiquées à la figure 7.35. Pour ce qui est de la tolérance sur la durée de l'impulsion, elle est de ± 2 ms.

Les sévérités d'essai sont classées en fonction de la capacité du relais à supporter les chocs mécaniques et les secousses. La norme CEI-255-21-2 prescrit trois classes de sévérité :

- **classe 0** : relais pour lesquels il n'y a pas d'imposition de tenue aux chocs,
- **classe 1** : relais pour utilisation normale dans des centrales, postes et installations industrielles et pour des conditions de transport normales,
- **classe 2** : relais pour lesquels un très haut niveau de sécurité est requis ou lorsque les

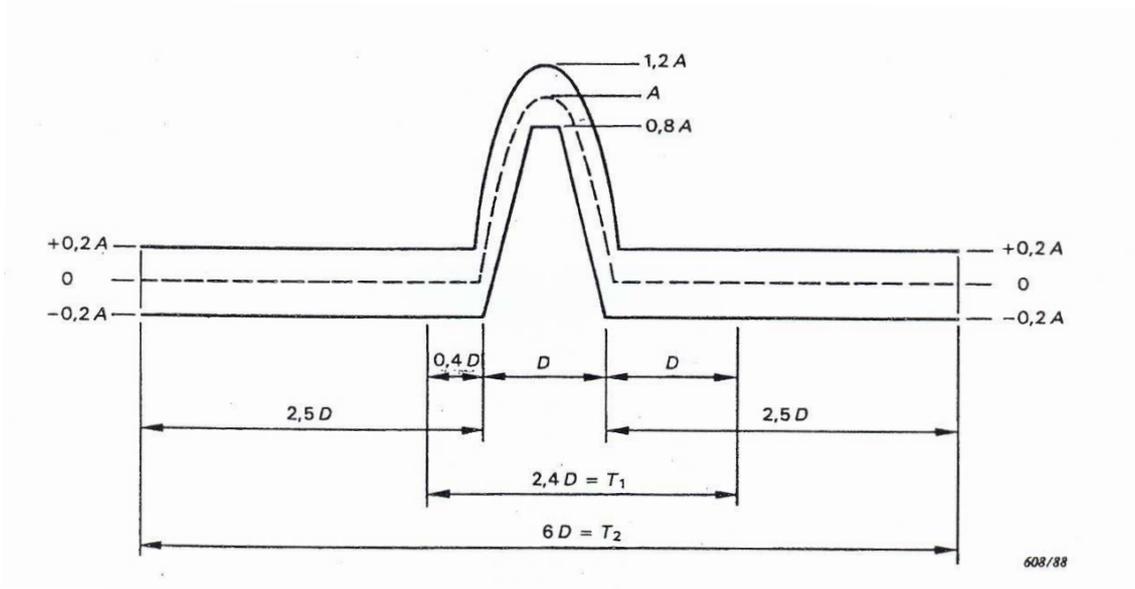


FIG. 7.35 – Tolérance sur la forme de l'impulsion demi-sinus (Figure issue de [CEI])

TAB. 7.7 – Paramètres de l'essai de tenue aux chocs pour les différentes classes de sévérité

Classe	Amplitude de l'impulsion A (g)	Durée de l'impulsion D (ms)
0	-	-
1	15	11
2	30	11

niveaux de chocs sont très élevés ; comme par exemple l'utilisation à bords des navires et pour des conditions de transport sévères.

Pour les essais de tenue aux chocs, les caractéristiques d'amplitude et de durée du choc « demi-sinus » sont reprises au Tableau 7.7 pour les différentes classes de sévérité.

7.5.5.2 Résultats

Notre modèle peut être exploité pour estimer l'influence de certains paramètres de fonctionnement, tels que la valeur de l'entrefer ou la tension d'alimentation de la bobine, sur la résistance aux chocs des relais. Pour l'ensemble des simulations numériques réalisées, nous avons appliqué à la base du relais un choc « demi-sinus »¹ et nous avons pris en compte dans nos simulations numériques de l'interaction entre les phénomènes mécaniques et électromagnétiques en utilisant la procédure itérative qui est décrite à la section 7.3.

¹On appelle *choc mécanique* une excitation vibratoire dont la durée est de l'ordre de grandeur ou inférieure à environ deux fois la période propre du système mécanique sollicité. Il y a donc choc mécanique lorsqu'une force, une position, une vitesse ou une accélération est brusquement modifiée et que cela crée un régime transitoire dans le système considéré (Définition ISO [ISO]).

La Figure 7.36 représente l'évolution du niveau de choc minimum A entraînant une perte de contact du relais pour différents chocs caractérisés par des durées variant de 0.3 ms à 16 ms. Comme en atteste cette Figure, la durée du choc a une influence significative sur la sensibilité du relais aux pertes de contact. Lorsque la durée du choc diminue, le relais devient beaucoup plus sensible aux vibrations étant donné qu'un plus grand nombre de modes propres contribuent à la réponse vibratoire totale du système.

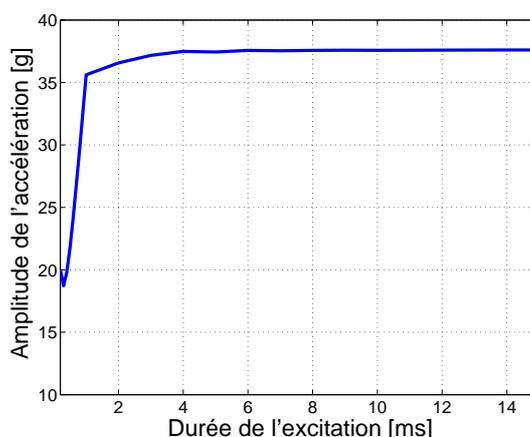


FIG. 7.36 – Influence de la durée D du choc « demi-sinus » sur la tenue aux chocs du relais (Entrefer : $e=0.3$ mm et tension d'alimentation de la bobine : $V=12$ volts)

L'évolution du niveau de choc minimum A conduisant à une perte de contact en fonction de l'entrefer est montrée à la Figure 7.37 pour une durée du choc « demi-sinus » égale à 11 ms. L'accélération limite varie de 100 à 20 g lorsque la valeur de l'entrefer passe de 0.1 à 0.5 mm.

L'évolution de l'amplitude limite du choc en fonction de la tension d'alimentation de la bobine est représentée à la Figure 7.38 pour un choc « demi-sinus » de durée égale à 11 ms. Logiquement, le relais est moins sensible aux vibrations lorsque la tension d'alimentation est plus élevée : l'accélération limite varie de 40 g à 10 g lorsque la tension d'alimentation passe de 12 V à 6 V. La tension nominale de fonctionnement du relais est de 12 V et peut-être diminuée jusqu'à une valeur de 6 V. En dessous de cette limite, la force électromagnétique exercée sur la partie mobile du relais devient insuffisante pour assurer le contact.

Nos résultats numériques montrent que pour des conditions nominales de fonctionnement le relais PED PXC-1203 est de **classe 2**, ce qui est en accord avec les spécifications fournies par le constructeur.

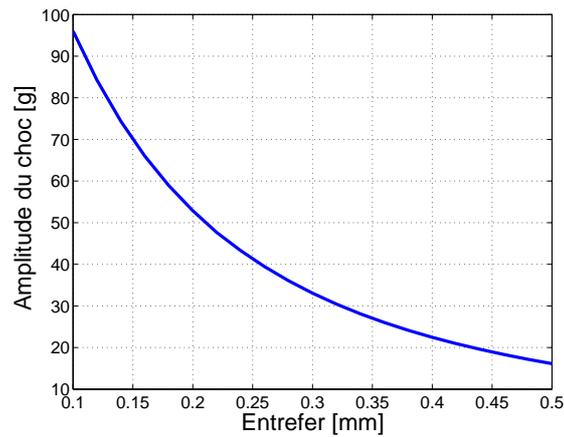


FIG. 7.37 – Influence de la valeur de l'entrefer e sur la tenue aux chocs du relais (Tension d'alimentation de la bobine : $V=12$ volts)

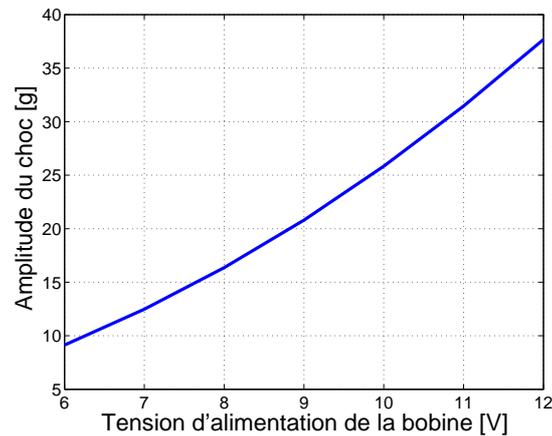


FIG. 7.38 – Influence de la tension d'alimentation V de la bobine e sur la tenue aux chocs du relais (Entrefer : $e=0.3$ mm)

7.6 Application au relais GP250

7.6.1 Tests vibratoires réalisés sur le relais GP250

7.6.1.1 Description du dispositif de test

Le dispositif de test utilisé pour caractériser le comportement fonctionnel des relais GP250 lorsqu'ils sont soumis à des environnements vibratoires sévères est représenté à la Figure 7.39 et est composé :

- d'une plaque de base en acier, de dimensions 1 m x 1 m x 0.015 m,
- d'une plaque support en aluminium, de dimensions 0.8 m x 0.5 m x 0.015 m.



FIG. 7.39 – Vue du dispositif expérimental utilisé pour les tests vibratoires

Les deux plaques sont reliées entre elles par l'intermédiaire de quatre tiges filetées en acier, chacune ayant un diamètre de 8 mm. L'écartement entre les deux plaques est de 50 mm. L'ensemble est suspendu dans le plan horizontal à une structure tubulaire à l'aide de quatre élingues en acier. Le dispositif de choc (charge explosive ou vérin pneumatique) est placé sous la plaque de base en acier. Les relais GP250 étudiés sont fixés sur la plaque support par l'intermédiaire de réglettes en aluminium comme illustré à la Figure 7.40.

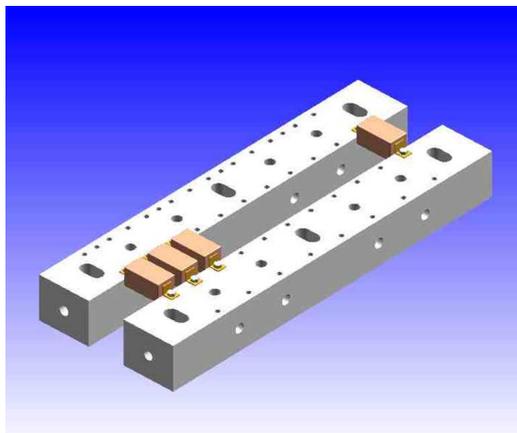
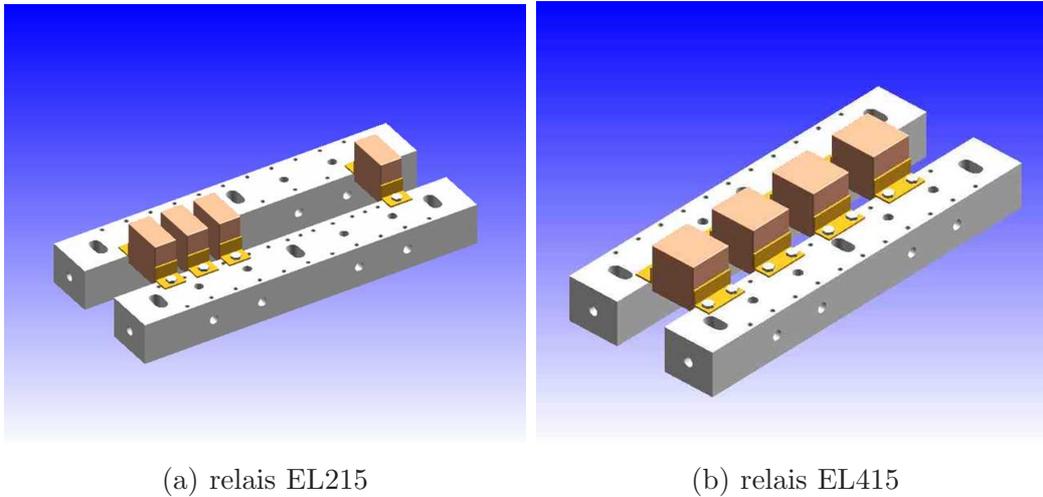


FIG. 7.40 – Modélisation par DAO du montage des relais GP250 sur les réglettes en aluminium

Les réglettes en aluminium sont percées de deux séries d'alésages dont les diamètres correspondent à ceux des vis M3 servant à fixer les relais. Les deux séries d'alésages sont positionnées de telle manière à ce que la distance entre les centres des alésages et le bord des réglettes soit égale à 2.8 mm ou 4 mm. Les écartements entre les alésages d'une même série prennent en compte les encombrements latéraux et longitudinaux des relais. Ces deux séries d'alésages permettent ainsi de fixer sur les mêmes réglettes différents types de relais dont les relais EL215 et EL415 (Figure 7.41).



(a) relais EL215

(b) relais EL415

FIG. 7.41 – Modélisation par DAO du montage des relais EL215 et EL245 sur les réglettes en aluminium

Pour les excitations pyrotechniques, nous avons employé le dispositif explosif présenté au chapitre 3 (section 3.1.2) et nous avons envisagé pour le cordeau détonant des longueurs variant entre 0 cm à 40 cm.

Dans le cas de chocs mécaniques effectués au vérin pneumatique, le dispositif d'impact est vissé à la plaque de base en acier. Nous avons appliqué des niveaux de chocs correspondant à des pressions comprises entre 2 et 8 bars.

Le système d'acquisition utilisé pour mesurer durant le choc le comportement vibratoire du dispositif de test et les évolutions temporelles de la tension électrique aux bornes du relais GP250 est constitué de deux cartes d'acquisition Nicolet (Be 493 XE et Be 494 XE) connectées en parallèle et comportant chacune huit canaux. Trois accéléromètres piézoélectriques ISOTRON 7255A-01, dénommés Acc41, Acc42 et Acc43, sont vissés sur la plaque d'aluminium et mesurent respectivement les niveaux vibratoires dans les deux directions transversales X , Y et dans la direction normale Z (Figure 7.42). Un quatrième accéléromètre, dénommé Acc27, est vissé sur une des réglettes en aluminium.

Dans notre campagne de tests, nous nous sommes limités à l'étude de trois relais GP250 dont la disposition sur les réglettes est montrée à la Figure 7.42. Avant chaque impact, les relais se trouvent dans l'état *reset*.

La Figure 7.43 donne l'évolution du SRC en fonction de l'intensité de l'excitation. Les SRC ont été calculés à partir de l'accélération relevée au niveau des réglettes en aluminium (Acc27).

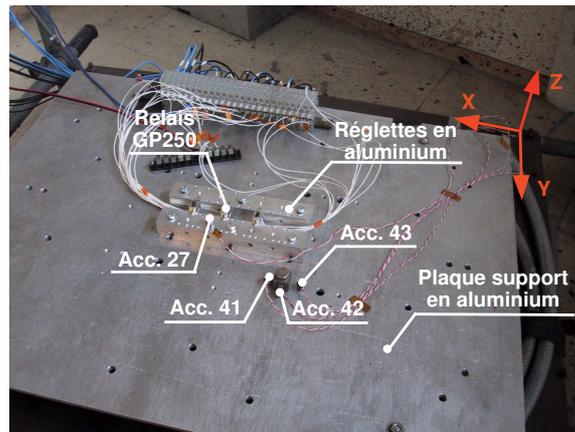


FIG. 7.42 – Disposition des relais sur les réglottes en aluminium

Une comparaison quantitative entre ces différents SRC peut facilement s'opérer à partir des trois paramètres α , f_c et A définissant leur comportement asymptotique (cf. section 2.2.4.1 du chapitre 2). Ces paramètres ont été identifiés pour les différents chocs réalisés et sont résumés au Tableau 7.8.

Naturellement, on constate que pour un choc de nature donnée (mécanique ou pyrotechnique) l'amplitude asymptotique A du SRC croît avec le niveau de l'excitation.

La pente à l'origine α de la droite asymptotique dans la zone impulsionnelle est quasiment identique quelles que soit la nature et l'intensité de l'excitation ; les fluctuations observées s'expliquent en partie par les problèmes de dérive de zéro qui affectent essentiellement les chocs pyrotechniques.

7.6.1.2 Description de l'installation électrique

Deux installations électriques ont été envisagées : l'une à courant constant et l'autre à courant nul. Dans la configuration à courant constant, le circuit électrique est fermé par des résistances de 0.2Ω (Figure 7.45). Dans le cas d'une configuration à courant nul, le circuit électrique n'est plus fermé par les résistances électriques.

La configuration électrique à courant nul peut faire l'objet de critiques étant donné qu'elle s'écarte des conditions réelles de fonctionnement des relais lors des missions spatiales. Toutefois, comme nous le verrons par la suite (cf. section 7.6.1.3), elle permet une identification plus aisée des dysfonctionnements électriques (μ -ouvertures, basculements transitoires et permanents) occasionnés par les chocs.

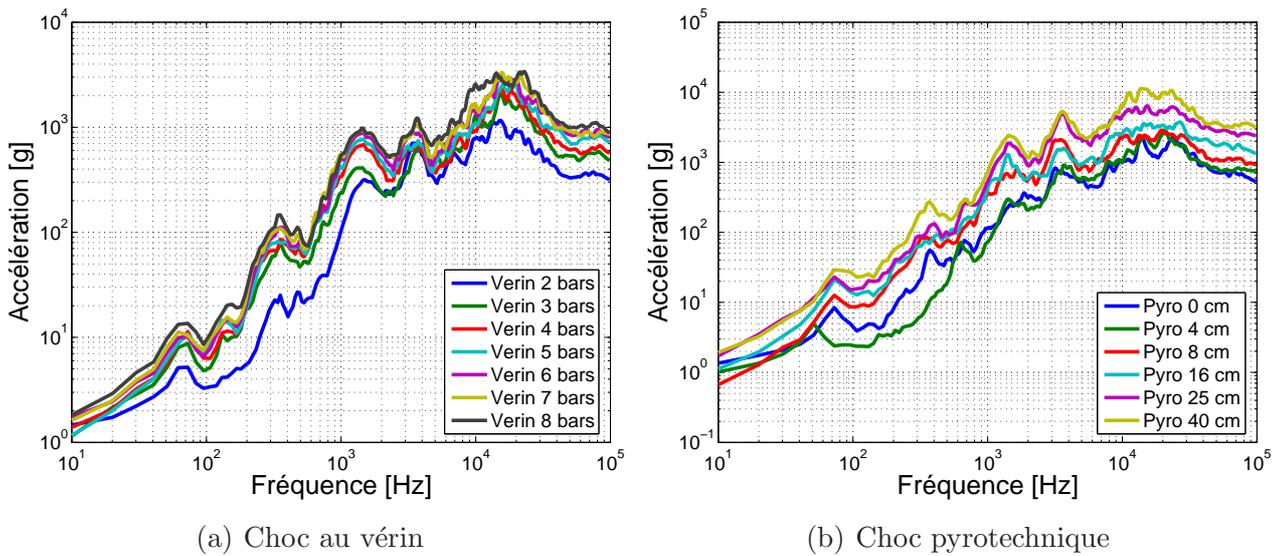


FIG. 7.43 – Evolution des SRC en fonction du niveau d'excitation

TAB. 7.8 – Identification du comportement asymptotique des différents chocs réalisés

Excitation	α (dB/octave)	f_c (Hz)	A (g)
verin – 2 bars	7.9	3700	522
verin – 3 bars	6.7	4539	786
verin – 4 bars	7.5	2894	828
verin – 5 bars	7.6	3031	973
verin – 6 bars	7.6	3212	1177
verin – 7 bars	7.9	2840	1227
verin – 8 bars	7.3	3736	1483
pyro – 0 cm	7.2	6633	1007
pyro – 4 cm	8.3	7314	1200
pyro – 8 cm	8.5	3384	1492
pyro – 16 cm	7.2	5889	2204
pyro – 25 cm	8.6	3971	3527
pyro – 40 cm	8.4	4253	4883

Les trois relais GP250 étudiés sont disposés en parallèle. Chaque relais comprend quatre résistances électriques également placées en parallèle : deux résistances actives et deux résistances passives comme illustré à la Figure 7.45. Le circuit électrique comprend donc au total six résistances actives mises en parallèle (3 relais \times 2 résistances actives/relais).

La source d'alimentation est réglée de telle manière qu'un courant total de 6 ampères

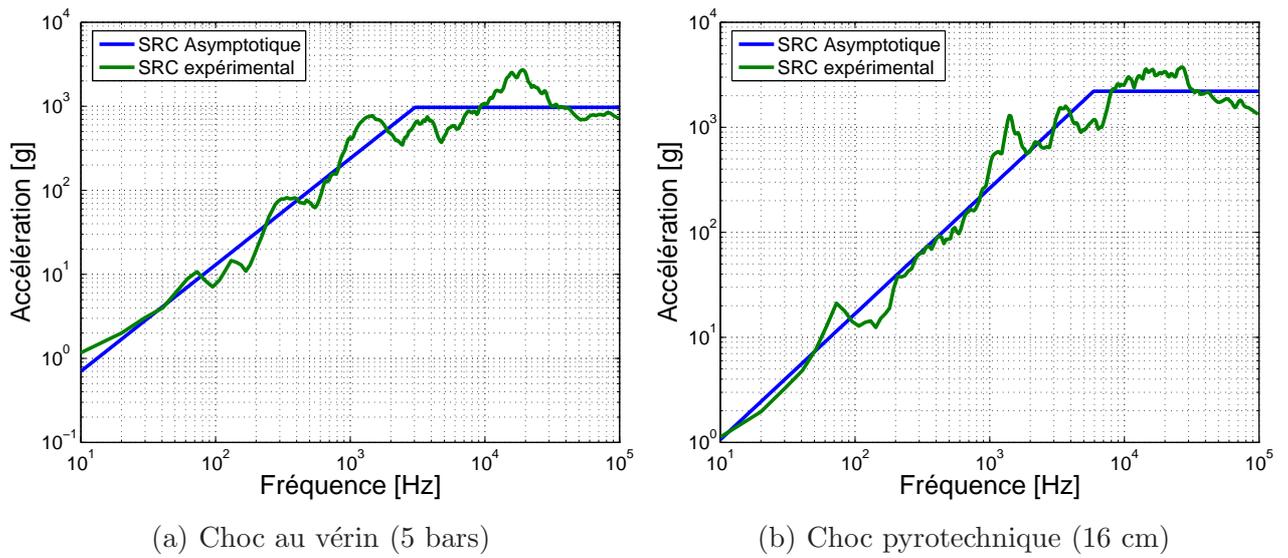


FIG. 7.44 – Exemples de comparaison entre Spectres de Réponse au Choc expérimentaux et asymptotiques

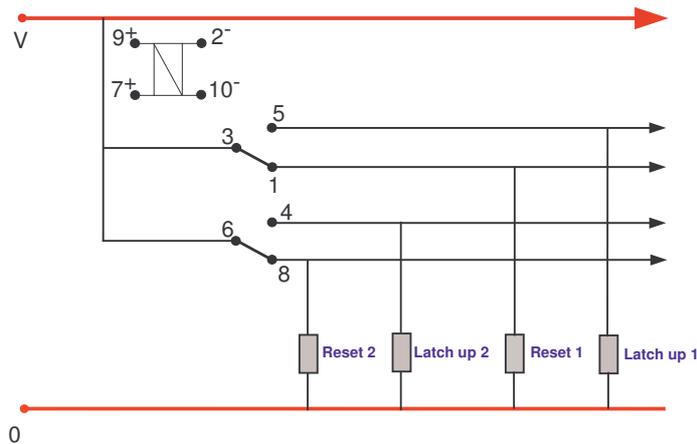


FIG. 7.45 – Représentation schématique du circuit électrique pour un relais – état *reset*

circule dans le circuit électrique, conduisant ainsi à un courant de 2 ampères dans chaque relais GP250^m, et par conséquent à un courant de 1 ampère dans chaque résistance active.

Les principaux éléments de l'installation électrique sont montrés à la Figure 7.46.

Afin de caractériser le comportement fonctionnel des différents relais lors d'un choc, on relève les tensions aux bornes des résistances électriques. La Figure 7.47(a) montre pour les deux configurations électriques envisagées (courant nul et courant constant) les tensions re-

^mCe courant de 2 ampères correspond à la valeur nominale d'utilisation du relais GP250.

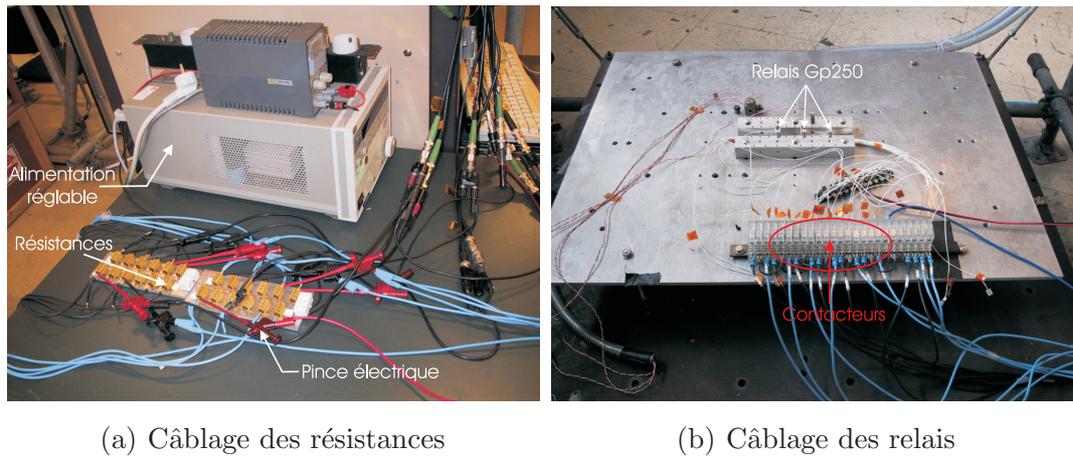


FIG. 7.46 – Vue des principaux éléments de l'installation électrique utilisée

levées aux bornes des résistances du relais lors d'un basculement commandéⁿ. Lorsqu'un courant électrique parcourt le relais, le basculement des deux contacts semble se faire de manière quasi « instantanée » (Figure 7.47(a)). Curieusement, dans la configuration électrique à courant nul, le basculement des deux contacts ne semble pas se faire au même instant. Le contact *Reset 1*, maintenu par la force magnétique du relais permanent, bascule environ 1 ms avant le contact *Reset 2*, qui lui est assuré par l'effet ressort de la lame mobile. Par ailleurs, remarquons que, contrairement au cas où le circuit électrique est fermé par des résistances électriques, la décroissance de la tension est exponentielle, vraisemblablement à cause d'un effet capacitif.

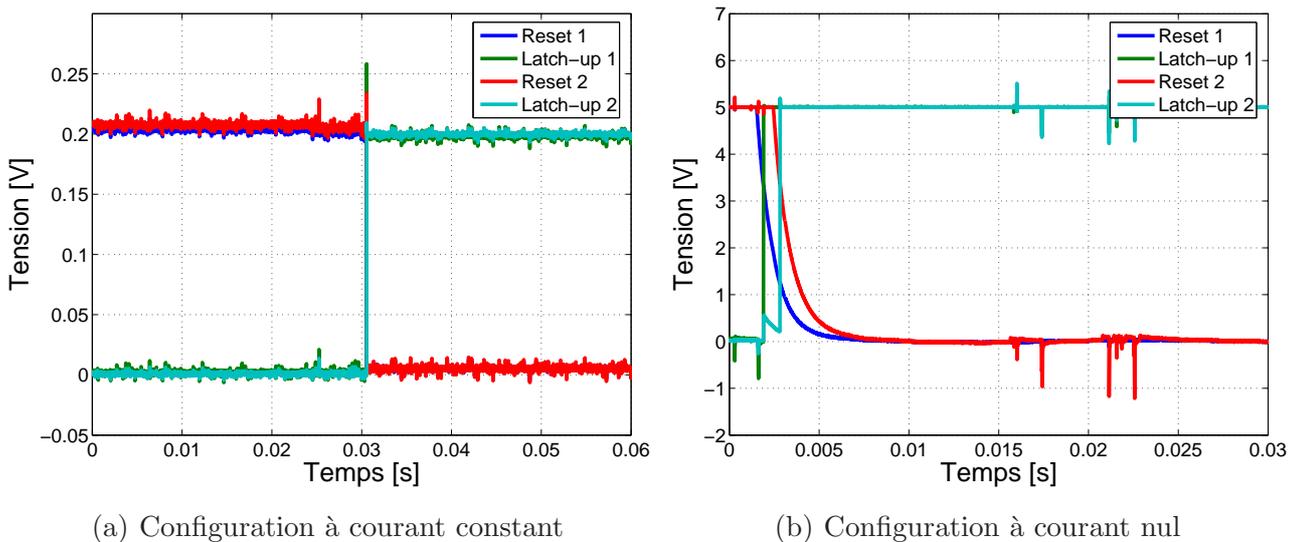


FIG. 7.47 – Tensions mesurées lors d'un basculement commandé

ⁿInitialement le relais se trouve dans l'état *reset*.

7.6.1.3 Résultats expérimentaux

Comparaison des deux installations électriques

Les Figures 7.48 et 7.49 comparent respectivement pour un choc au vérin (7 bars) et un choc pyrotechnique (25 cm de cordeau détonant) les tensions relevées expérimentalement dans les deux configurations électriques considérées. Dans le cas d'une configuration électrique à courant constant, les tensions mesurées s'éloignent fortement des tensions idéalisées présentées aux Figures 7.2, 7.3 et 7.4. Il devient donc extrêmement difficile d'identifier correctement les différentes anomalies électriques survenant lors du choc. Seul le basculement permanent peut être repéré distinctement à partir de ces évolutions temporelles (Figure 7.51(a)).

Dans le cas d'une configuration électrique à courant nul, les tensions relevées s'apparentent plus aux courbes attendues théoriquement et permettent ainsi une identification plus aisée des différents phénomènes physiques. Bien que s'éloignant des conditions réelles de fonctionnement, nous nous sommes intéressés spécialement à la configuration électrique à courant nul car celle-ci est plus appropriée à un traitement systématique des données expérimentales.

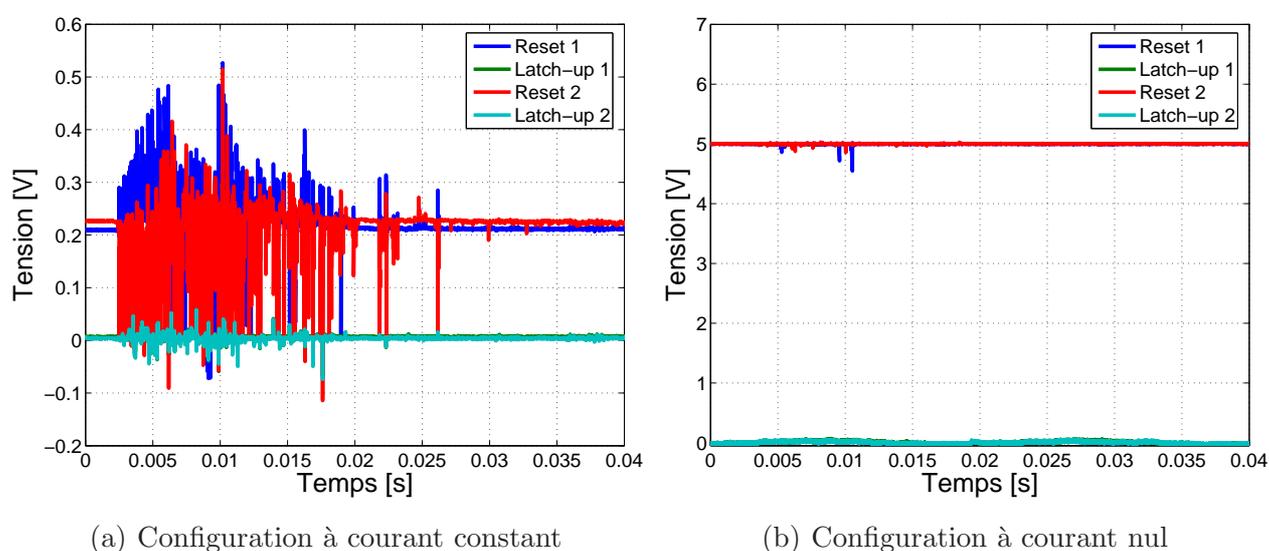


FIG. 7.48 – Tension mesurée aux bornes du relais 3 – Choc au vérin (7 bars)

Les Figures 7.50(a) et 7.50(b) montrent respectivement pour les relais 2 et 3 les niveaux vibratoires limites, exprimés en terme de SRC, conduisant à un basculement permanent de la palette°. On observe que le basculement du relais apparaît systématiquement pour des sévérités supérieures lorsqu'aucun courant ne circule dans les relais.

°Aucun basculement permanent n'a été observé pour le relais 1 durant les différents tests vibratoires.

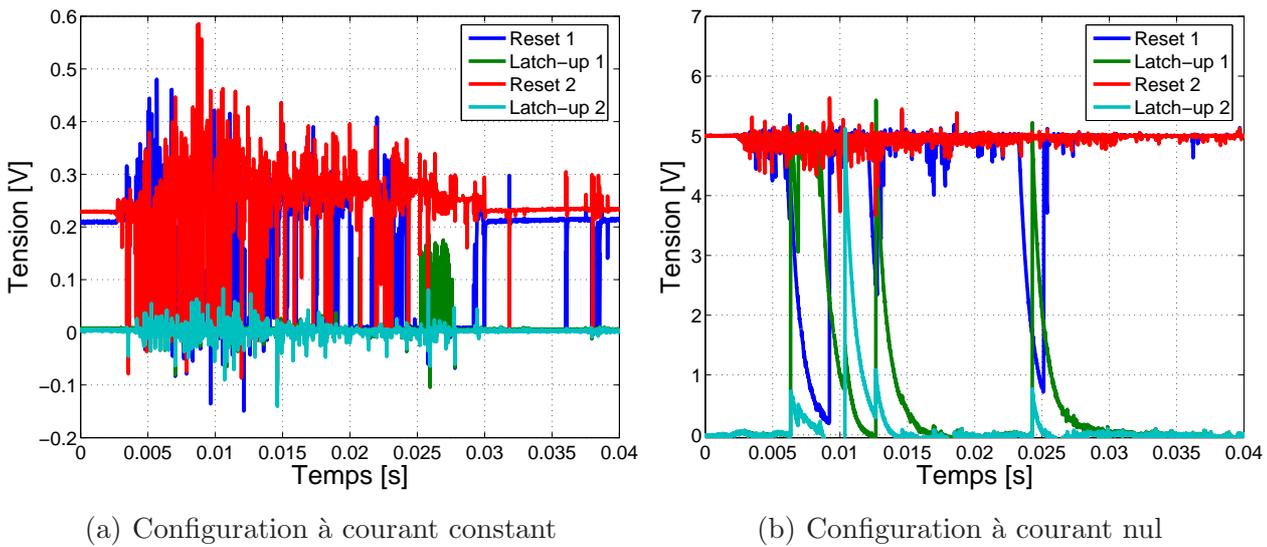


FIG. 7.49 – Tension mesurée aux bornes du relais 3 – Choc pyrotechnique (25 cm)

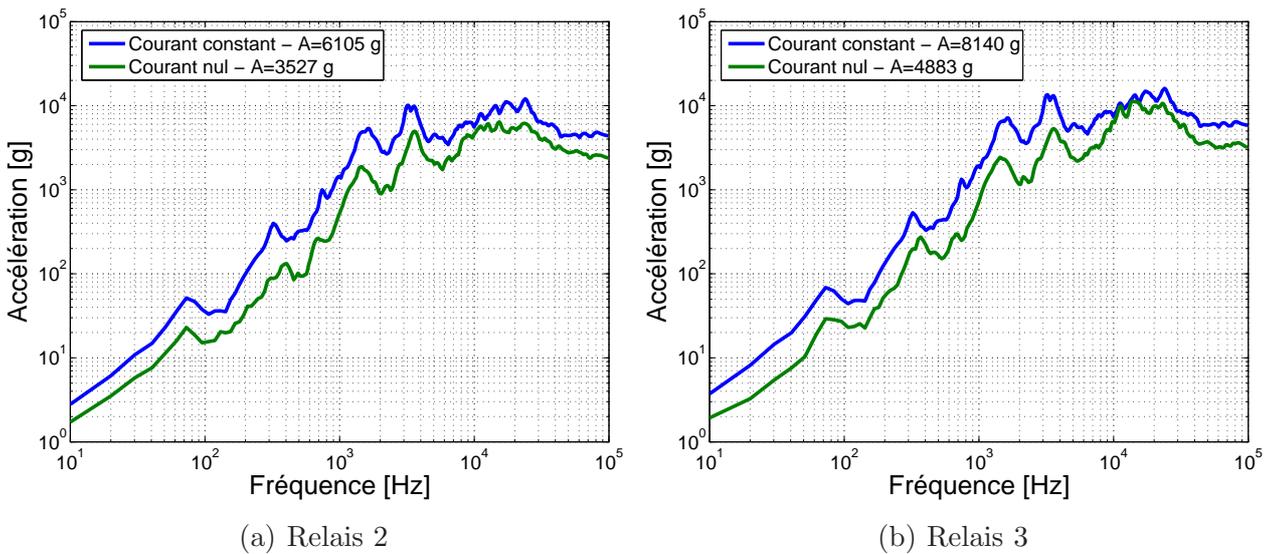


FIG. 7.50 – Sévérité minimale conduisant à un basculement permanent du relais GP250 – Comparaison entre les deux configurations électriques

La Figure 7.51 présente pour les deux configurations électriques les tensions mesurées aux bornes du relais 2 lors du basculement permanent.

Description des résultats obtenus dans le cas de la configuration électrique à courant nul

Bien que la configuration électrique à courant constant soit plus proche des conditions réelles de fonctionnement des relais GP250, nous avons traité exclusivement les données

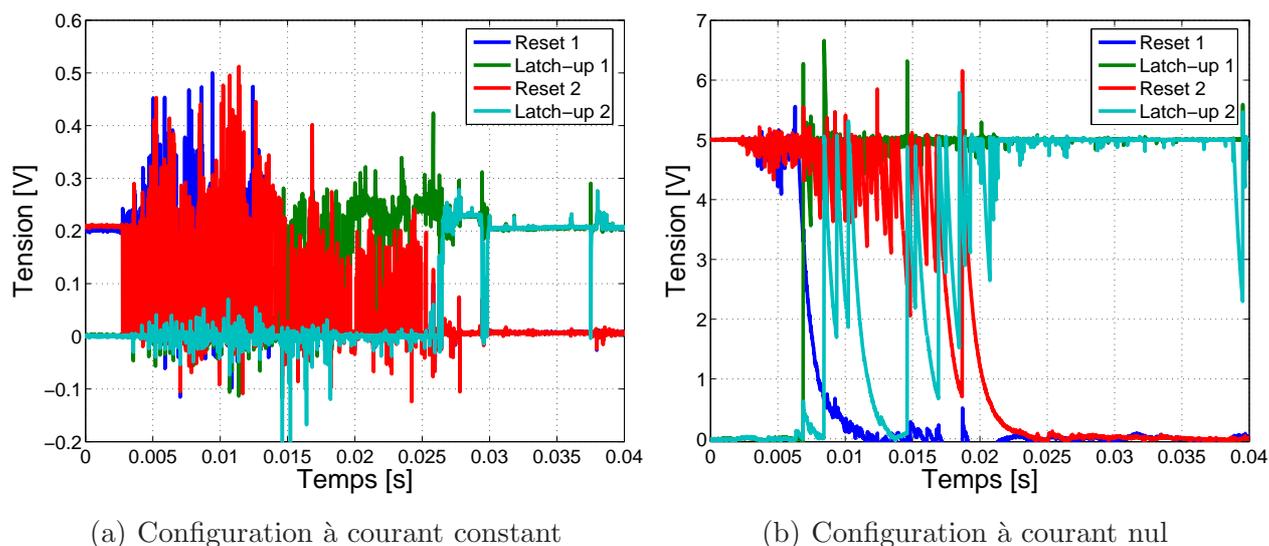


FIG. 7.51 – Tension mesurée aux bornes du relais 2 lors du basculement – Choc pyrotechnique

expérimentales relevées lorsqu’aucun courant ne circule dans les relais. En effet, nous avons mis en évidence, dans la section 7.6.1.3, que dans le cas de la configuration électrique à courant nul, les évolutions temporelles des tensions mesurées permettent une identification plus facile des différentes anomalies électriques survenant pendant le choc. Par ailleurs, cette configuration électrique est sécuritaire dans le sens où les basculements permanents sont observés pour des niveaux plus élevés lorsqu’un courant parcourt les relais (Figure 7.50).

Le Tableau 7.9 synthétise pour les trois relais GP250 étudiés les niveaux de choc à partir desquels un dysfonctionnement électrique est observé. Le basculement permanent n’a été constaté que sur les relais 2 et 3 pour des chocs pyrotechniques respectivement de 25 et 40 cm de cordeau détonant. Pour les impacts au vérin, les pertes de contact (μ -ouvertures) commencent à apparaître pour des intensités de l’ordre de 5 bars. Pour les chocs pyrotechniques, les pertes de contact sont systématiquement observées.

TAB. 7.9 – Correspondance entre les différentes anomalies électriques et les niveaux de choc

	Relais 1		Relais 2		Relais 3	
	Verin	Pyro	Verin	Pyro	Verin	Pyro
μ -ouverture	4 bars	0 cm	5 bars	0 cm	5 bars	0 cm
Basculement transitoire	∅	40 cm	∅	∅	∅	25 cm
Basculement permanent	∅	∅	∅	25 cm	∅	40 cm

La Figure 7.52 présente pour les relais 2 et 3 les SRC conduisant aux différentes défaillances

électriques. Quelle que soit la nature de l'excitation (impact mécanique ou choc pyrotechnique), les pertes de contact apparaissent pour des niveaux asymptotiques avoisinant les 1000 g. Ce résultat est comparable à celui obtenu par Poupaud et al. [POU02]. Ils ont montré, à partir de chocs de type « demi-sinus », que le niveau limite conduisant à une perte de contact du relais GP250 est de l'ordre de 600 g. Remarquons toutefois qu'entre 10 et 2000 Hz, l'impact au vérin est plus sévère que le choc pyrotechnique. Ce constat implique que des SRC visiblement différents peuvent conduire au même mécanisme de défaillance. Le paramètre pertinent semble donc être la valeur de l'amplitude asymptotique du SRC qui représente le pic d'accélération que subit le relais. Les changements d'état du relais se produisent pour des amplitudes de l'ordre de 4000 g.

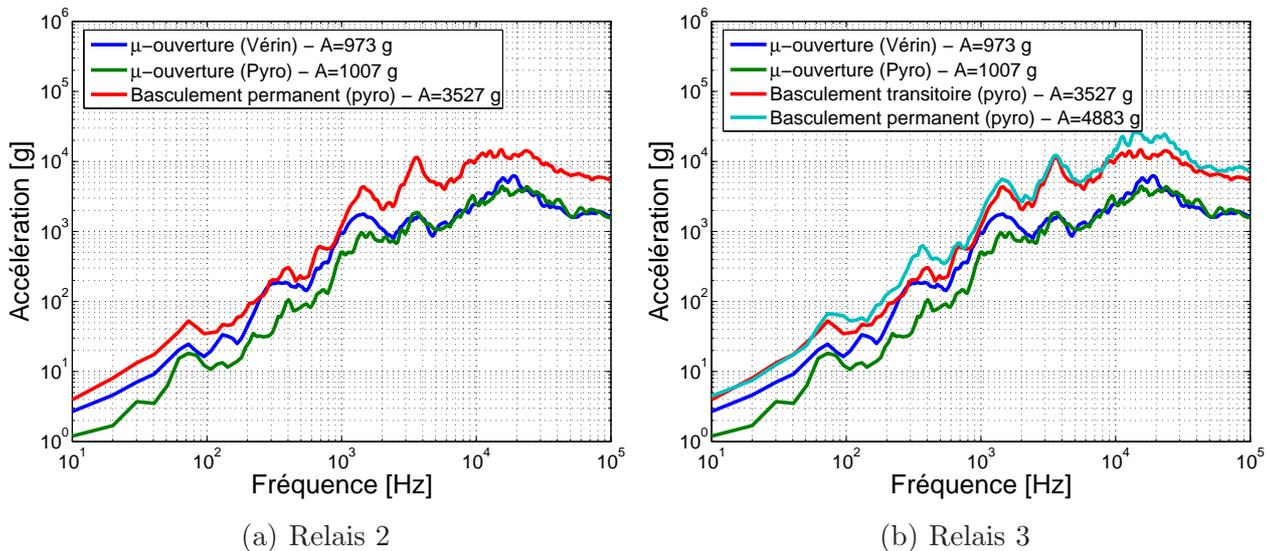


FIG. 7.52 – Niveau de choc minimum conduisant aux différents modes de dysfonctionnement électrique

Nous avons défini un indicateur λ qui représente le nombre de fois que la tension chute en-dessous de 2% de sa valeur nominale, fixée à 5 V, sur une période de 40 ms. La Figure 7.53 donne, pour les relais 2 et 3, l'évolution de l'indicateur λ en fonction de l'amplitude asymptotique A du SRC. Cette Figure met clairement en évidence que les deux contacts du relais GP250 n'ont pas la même sensibilité aux vibrations : le contact de *repos*, maintenu par l'effet ressort de la lame mobile, est le plus perturbé. Ce constat peut aisément se comprendre par le fait que la force magnétique de l'aimant permanent est environ 10 fois supérieure à la force de rappel de la lame mobile (Tableau 7.1).

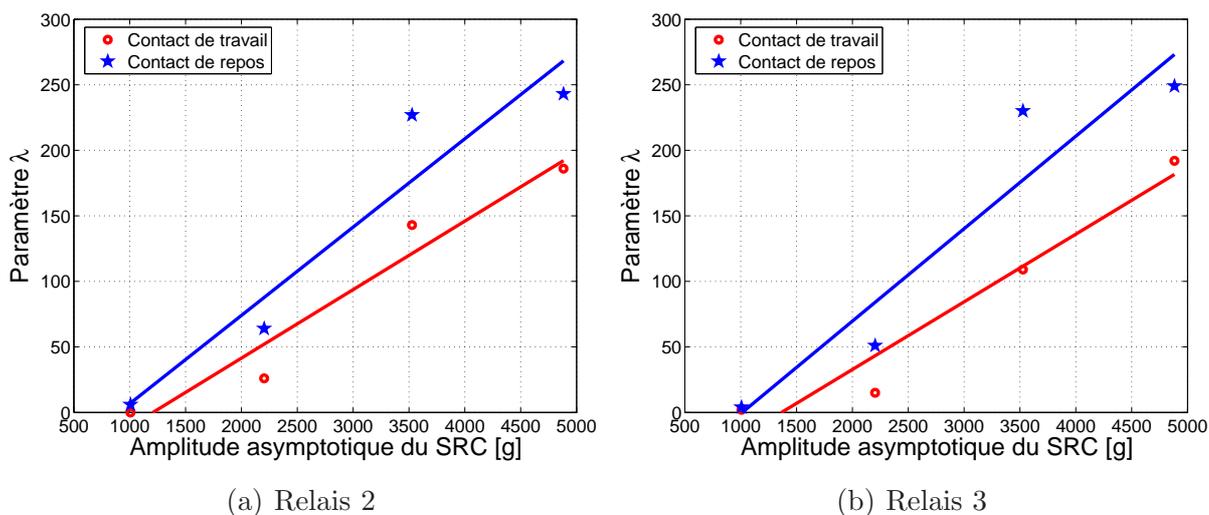


FIG. 7.53 – Évolution du paramètre λ en fonction de l’amplitude asymptotique du SRC – Relais 2

7.6.2 Validation du modèle mécanique sur base des modes propres internes du relais GP250

Pour la lame mobile, nous avons considéré les propriétés classiques du cuivre, qui sont reprises au Tableau 7.10, où nous avons toutefois ajusté la valeur de la masse volumique ρ de telle manière à respecter la masse totale du système.

TAB. 7.10 – Propriétés physiques du cuivre

Module d’élasticité de Young E :	124 GPa
Rapport de Poisson ν :	0.33
Masse volumique ρ :	8872 kg/m ³

Lorsque le relais se trouve dans l’état *latch-up*, le maintien en position de la lame mobile 2 sur le contact de *travail* (broche 4) est assuré par l’action de la force magnétique induite par l’aimant permanent. Selon les données du fabricant, dont les principales sont données au Tableau 7.1, l’intensité de cette force magnétique est de 0.7 N. Étant donné que dans cette configuration, la course d’écrasement du contact de *travail* est de 75 μm , un calcul statique permet d’estimer la valeur de la raideur de contact k . La valeur obtenue pour la raideur k est de l’ordre de 10000 N/m.

Les deux premières fréquences propres du système non-amorti sont renseignées au Tableau 7.11 pour différents ordres de grandeur de la raideur de contact k . On observe que pour

TAB. 7.11 – Influence de la raideur de contact k sur les fréquences propres de la lame mobile

Raideur	Mode 1	Mode 2
1000 N/m	2137 Hz	5560 Hz
10000 N/m	4153 Hz	6511 Hz
100000 N/m	4685 Hz	8045 Hz
1000000 N/m	4727 Hz	8270 Hz
10000000 N/m	4731 Hz	8292 Hz
Modes propres identifiés expérimentalement par [BRE02]		
	Mode 1	Mode 2
	4380 Hz	6670 Hz

une valeur de la raideur k de 10000 N/m, correspondant à la valeur estimée précédemment, les deux premières fréquences propres sont proches de celles relevées par Thales [BRE02] au moyen d'un petit marteau d'impact et d'un vibromètre laser. Sur base de ces résultats, on peut raisonnablement admettre que le modèle permet de décrire le comportement dynamique de la lame mobile.

7.6.3 Tenue aux chocs et aux vibrations – Simulations numériques

7.6.3.1 Introduction

L'objectif est ici d'exploiter le modèle pour évaluer numériquement l'ordre de grandeur du niveau d'accélération minimum produisant une perte de contact du relais et de le comparer à celui obtenu expérimentalement.

Thales Alenia Space (Toulouse) a remarqué, à partir de chocs « demi-sinus », que des μ -coupures apparaissent dès 600 g. Au moyen de chocs au vérin et de chocs pyrotechniques, nous avons mis en évidence que les défaillances électriques commencent à se manifester pour des chocs dont l'amplitude asymptotique du SRC avoisine les 1000 g (Section 7.6.1.3).

Lors de notre campagne de tests, tous les relais GP250 se trouvaient dans l'état *reset* avant l'application du choc. Dans cette configuration, la lame mobile 2 est en appui sur le contact de *repos* (broche 8) et son maintien en position est assuré par son effet ressort. Dans cette position de la lame mobile, la raideur de contact k est inconnue et aucune donnée expérimentale ou fabricant ne nous permet de l'identifier. La seule information dont on dispose est la force à appliquer à l'extrémité de la lame mobile pour vaincre les forces de contact. Cette force est égale à 0.08 N (Tableau 7.1).

7.6.3.2 Approche statique

Nous avons évalué d'un point de vue purement **statique** l'ordre de grandeur du niveau d'accélération minimum A nécessaire pour provoquer une perte de contact du relais GP250. En l'absence des effets dynamiques de la lame mobile, l'équation du mouvement (7.3) se réduit à l'expression :

$$[K] \{\vec{q}\} = - [M] \{\vec{R}\} A, \quad (7.33)$$

qui exprime l'équilibre entre les forces élastiques et les forces d'entraînement produites par l'application d'une accélération constante A à la base du relais.

Le problème consiste à déterminer l'accélération « statique » minimum A conduisant à un effort $F_c = k q_{\text{contact}}$ au niveau du contact supérieur à 0.08 N.

Le Tableau 7.12 synthétise les résultats obtenus pour différents ordres de grandeur de la raideur de contact k . En moyenne, l'accélération « statique » minimum A conduisant à une perte de contact est de 760 g, ce qui est cohérent avec la valeur estimée expérimentalement.

TAB. 7.12 – Évolution de l'accélération A en fonction de la raideur de contact k

Raideur k	Accélération A
1000 N/m	996 g
10000 N/m	724 g
100000 N/m	697 g
1000000 N/m	694 g
10000000 N/m	694 g

7.6.3.3 Approche dynamique

Choc « demi-sinus »

Le Tableau 7.13 donne, pour différentes valeurs de la raideur de contact k , l'amplitude minimale A provoquant une perte de contact du relais lorsque celui-ci est soumis à sa base à un choc « demi-sinus » caractérisé par une durée d'excitation τ de 0.2 ms^P. Quelle que soit la valeur de la raideur, hormis celle de 1000 N/m, le niveau vibratoire limite est approximativement égal à 600 g, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus dans le cadre d'une approche purement statique.

^PCette valeur de 0.2 ms correspond à la durée utilisée par Thales Alenia Space (Toulouse) lors de leurs essais de chocs « demi-sinus » [BRE02].

TAB. 7.13 – Évolution de l'accélération minimale A en fonction de la raideur de contact k ($\tau=0.2$ ms)

Raideur k	Accélération A
1000 N/m	800 g
10000 N/m	533 g
100000 N/m	571 g
1000000 N/m	606 g
10000000 N/m	611 g

Pour une valeur de la raideur égale à 10000 N/m, le Tableau 7.14 présente la sensibilité du relais aux pertes de contact avec la durée τ de l'excitation. Naturellement, on retrouve, pour des chocs « longs », un niveau de choc limite identique à celui obtenu dans le cas d'un calcul statique (Tableau 7.12). Pour des chocs plus « courts », le nombre de modes propres contribuant à la réponse dynamique totale du système augmente, menant ainsi à une plus grande sensibilité du relais aux vibrations.

TAB. 7.14 – Évolution de l'accélération minimale A en fonction de la durée de l'excitation τ ($k=10000$ N/m)

durée τ	Accélération A
0.2 ms	533 g
0.5 ms	571 g
1.0 ms	684 g
5.0 ms	718 g
10.0 ms	719 g
15.0 ms	721 g

Chocs au vérin et Chocs pyrotechniques

Nos observations expérimentales, synthétisées au Tableau 7.9, montrent que les pertes de contact du relais commencent à se manifester dans le cas de chocs au vérin à partir de 5 bars. Pour les chocs pyrotechniques, le niveau d'excitation le plus faible (détonateur seul) conduit déjà à des μ -ouvertures.

Pour ces deux chocs, nous avons simulé l'évolution temporelle de l'effort de contact en appliquant à la base du relais l'accélération relevée expérimentalement au niveau de la réglette

en aluminium (accéléromètre Acc27). Les Figures 7.54(a) et 7.54(b) comparent, respectivement pour le choc vérin (5 bars) et le choc pyrotechnique (0 cm), l'évolution temporelle de la force de contact simulée au seuil limite à partir duquel une perte de contact est observée. Les prédictions numériques de notre modèle sont en accord avec nos constatations expérimentales.

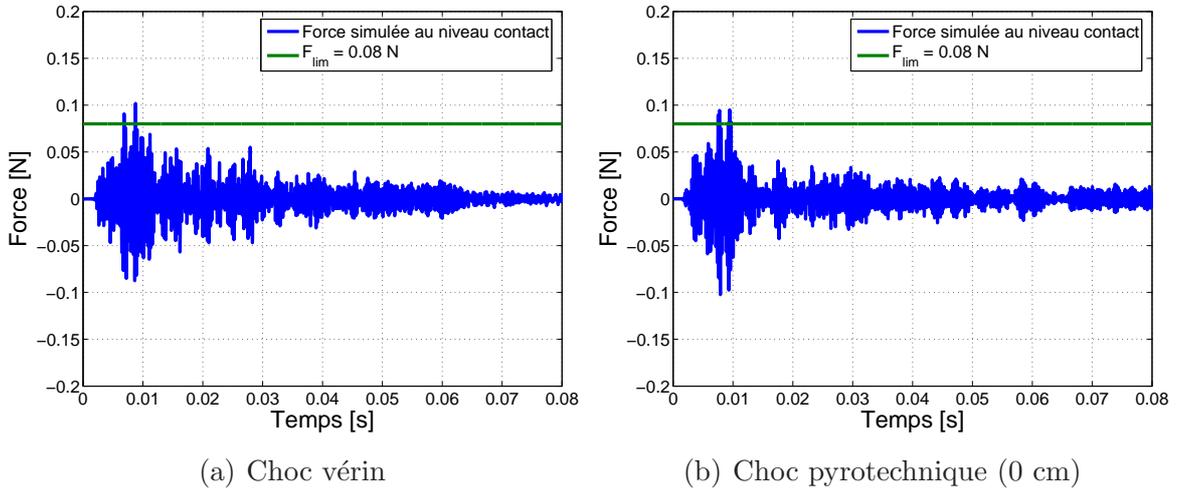


FIG. 7.54 – Évolution temporelle de l'effort de contact lors d'un choc conduisant à une perte de contact

Excitation harmonique

Dans le cas d'une excitation harmonique $a(t) = A_{\max} \cos(\omega t + \phi_A)$ de la base du relais, le système d'équations différentielles (7.3) décrivant le mouvement de la lame mobile peut s'exprimer dans le domaine fréquentiel :

$$[-\omega^2 [M] + j\omega [C] + [K]] \left\{ \underline{\underline{\tilde{Q}}} \right\} = - [M] \left\{ \underline{\underline{\tilde{R}}} \right\} \underline{\underline{A}} \quad (7.34)$$

où $\underline{\underline{A}} \equiv A_{\max} e^{j\phi_A}$ représente le substitut complexe de l'excitation $a(t)$ et $\underline{\underline{\tilde{Q}}} = \tilde{Q}_{\max} e^{j\phi_Q}$ celui de la réponse du système.

Pour une pulsation d'excitation ω donnée, la condition d'ouverture du relais devient :

$$k \tilde{Q}_{\max}^{\text{contact}} > F_{\text{lim}} = 0.08 \text{ N} \quad (7.35)$$

où $\tilde{Q}_{\max}^{\text{contact}}$ représente évidemment le déplacement transversal maximal de l'extrémité libre de la lame mobile.

L'évolution de l'accélération limite A_{\max} en fonction de la fréquence d'excitation est montrée à la Figure 7.55 pour différentes valeurs du degré d'amortissement réduit ξ . Nous avons utilisé

pour nos simulations numériques une raideur de contact k de 10000 N/m. Comme c'était le cas pour le relais PED PXC-1203, cette courbe évolue comme l'inverse de la transmissibilité du système. Naturellement, la sensibilité du relais aux vibrations augmente au voisinage de ses fréquences propres. L'amortissement du système joue également un rôle décisif dans la tenue aux chocs des relais. Il est moins commode de valider expérimentalement cette courbe point par point, comme ça avait été le cas pour le relais PED PXC-1203. En effet, hormis pour le premier mode propre, les niveaux à atteindre sont largement supérieurs au seuil limite de 100 g du matériel vibratoire. Nous n'avons cependant pas vérifié, dans le cadre de ce travail, le résultat de nos simulations numériques au voisinage du premier mode propre.

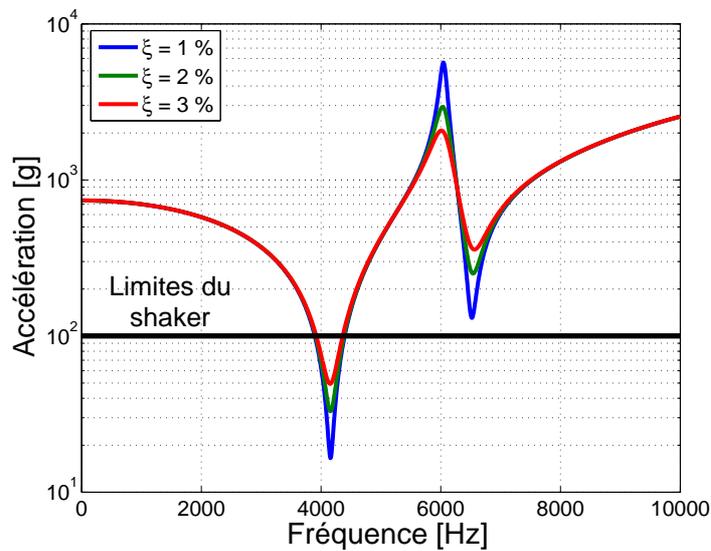


FIG. 7.55 – Évolution de l'accélération limite A_{\max} en fonction de la fréquence d'excitation

7.7 Conclusions

Ce chapitre était dédié à l'élaboration d'une méthodologie permettant de simuler numériquement la réponse vibratoire de relais en vue de prédire les niveaux de choc à partir desquels une perte de contact apparaît. Nous avons appliqué notre méthodologie à deux relais : le premier est un relais monostable, le relais PED PXC-1203, utilisé surtout dans l'industrie automobile, et le second est un relais bistable, le relais GP250, employé dans les boîtiers électroniques du lanceur Ariane 5. Bien que le contexte de nos recherches soit le spatial, nous avons élaboré notre méthodologie à partir de l'étude du relais PED PXC-1203 car celui-ci présente l'avantage d'être beaucoup moins compact que le relais GP250. De ce fait, l'identification des propriétés physiques, telles que la raideur de contact ou la valeur de l'entrefer de l'électroaimant, est rendue plus aisée. Nous l'avons ensuite adaptée et appliquée au cas du relais GP250.

Dans notre approche, la partie amovible du relais est simplement représentée par une poutre encastree-libre. La résultante des forces de contact agissant à l'extrémité libre de cette poutre est décrite par un ressort linéaire. La poutre a été modélisée par une méthode classique aux éléments finis à l'aide de la bibliothèque **EasyFEM** développée sous l'environnement **MatLab** par le service de Mécanique Rationnelle, Dynamique et Vibrations de la Faculté Polytechnique de Mons. Les effets dissipatifs ont été pris en compte dans notre modèle par l'introduction d'un amortissement proportionnel de Rayleigh dont les paramètres α et β ont été recalés à partir de l'identification du degré d'amortissement réduit des deux premiers modes propres de la poutre. Dans les simulations numériques de chocs, l'interaction entre les phénomènes mécaniques et électromagnétiques a été prise en considération par une procédure itérative basée sur des hypothèses de couplage électromagnétique faible.

Dans le cas du relais PED **PXC-1203**, la raideur du ressort linéaire a été estimée à l'aide de la théorie du contact de Hertz et recalée plus finement à partir des propriétés modales de la partie amovible du relais en configuration fermée. Les propriétés modales ont été identifiées expérimentalement à partir de la mesure de la transmissibilité entre, d'une part l'accélération de la base du relais, et d'autre part la vitesse relative d'un point de la partie mobile. La comparaison entre les transmissibilités expérimentale et numérique nous a permis de valider notre modèle mécanique jusqu'à 8000 Hz.

La force magnétique créée par le solénoïde et agissant sur la partie mobile du relais a été simulée en utilisant une approche par circuit magnétique équivalent pour lequel les propriétés géométriques et physiques ont été identifiées expérimentalement. Les prédictions numériques de la force magnétique ont été comparées pour différentes valeurs de la tension d'alimentation de la bobine du relais à celles déduites à partir d'un modèle éléments finis bidimensionnel. Les deux approches numériques fournissent des résultats qui sont comparables et cohérents avec le relevé expérimental de la force magnétique.

Pour des excitations harmoniques s'étalant de 2 kHz à 8 kHz, nous avons évalué les niveaux d'accélération minimaux conduisant à une perte de contact du relais et les avons comparés à ceux obtenus expérimentalement. Au voisinage des fréquences propres de la partie mobile du relais, lorsque celui-ci est en configuration fermée, notre modèle permet de reproduire avec une bonne précision les prédictions expérimentales. Par ailleurs, pour des chocs de type « demi-sinus », les prédictions numériques sont cohérentes avec les spécifications fournies par le constructeur.

Une analyse paramétrique a été réalisée et a permis de mettre en évidence l'influence de certains paramètres de fonctionnement, comme par exemple la valeur de l'entrefer ou

encore la tension d'alimentation de la bobine, sur la tenue aux vibrations et aux chocs. Le modèle peut être une aide numérique aux fabricants pour élaborer des règles de conception concernant les propriétés physiques et géométriques des parties mécanique et magnétique des relais électromécaniques.

A partir d'impacts mécaniques réalisés au vérin pneumatique et de chocs pyrotechniques réalisés sur trois relais GP250, nous avons pu mettre les aspects suivants en évidence :

- les deux contacts GP250 ne présentent pas la même sensibilité aux chocs. Le contact de *repos*, qui est maintenu en position par l'effet ressort de la lame mobile, est le plus perturbé ;
- les pertes de contact commencent à être observées pour des chocs dont l'amplitude asymptotique avoisine les 1000 g.

Ces constatations expérimentales ont été confirmées par Thales Alenia Space (Toulouse) à partir de chocs de type « demi-sinus » [POU02]. Afin de reproduire par voie numérique ce niveau limite de 1000 g, nous avons adapté et appliqué au cas du relais GP250 notre méthodologie, développée et validée à partir de l'analyse du relais PED PXC-1203. Le modèle a été partiellement validé à partir de la comparaison entre les fréquences propres calculées et celles identifiées expérimentalement par Thales [BRE02].

Pour des chocs « demi-sinus », dont les caractéristiques d'amplitude et de durée ont été prises égales à celles utilisées par Thales Alenia Space (Toulouse) lors de leurs tests de caractérisation vibratoire, notre modèle permet de reproduire l'ordre de grandeur du niveau minimum d'accélération provoquant une perte de contact du relais GP250. Par ailleurs, lorsqu'on applique à la base du relais les évolutions temporelles, relevées expérimentalement lors de chocs mécaniques et pyrotechniques, les prédictions numériques de notre modèle sont cohérentes avec les constatations expérimentales.

La courbe donnant, en fonction de la fréquence, l'évolution du niveau d'accélération limite conduisant à une perte de contact évolue comme l'inverse de la transmissibilité du système. Cette courbe n'a pas été validée expérimentalement car les niveaux auxquels il faut parvenir pour rompre le contact sont nettement supérieurs aux limites physiques du matériel vibratoire, sauf au voisinage du premier mode propre, localisé aux alentours de 4000 Hz, où les niveaux d'ouverture sont inférieurs à 100 g. Toutefois, nous n'avons pas effectué de tests vibratoires dans cette zone de fréquences.

Le principal intérêt de notre approche est qu'elle permet de prendre en considération aussi bien les aspects mécaniques que les aspects magnétiques. En outre, elle peut facilement être adaptée à n'importe quel autre type de relais électromécanique.

Conclusions et perspectives

Les équipements électroniques utilisés dans les applications spatiales sont soumis à des environnements sévères de type choc pyrotechnique (séparations d'étages, déploiement de panneaux solaires,...) caractérisés par des Spectres de Réponse au Choc (SRC) dont la reproduction en laboratoire ne peut pas toujours être assurée de manière convenable à l'aide d'excitateurs électrodynamiques ou de machines à choc classiques. Depuis plusieurs années, l'objectif poursuivi par l'entreprise Thales Alenia Space ETCA est de mettre en oeuvre des dispositifs de test spécifiquement dédiés à la reproduction de ce type d'environnement. Les paramètres du dispositif de test influencent la forme et l'amplitude des SRC et doivent être identifiés empiriquement de telle manière à satisfaire les spécifications relatives à ce type d'environnement.

Ce travail de recherche vise à élaborer, en renfort de l'approche expérimentale, un modèle permettant de simuler les niveaux vibratoires générés par les chocs pyrotechniques, et ainsi d'estimer numériquement les paramètres du dispositif de test conduisant à la spécification requise. Dans le contexte de chocs pyrotechniques, la principale difficulté dans la modélisation réside dans l'identification des sources d'excitation car celles-ci ne sont pas directement accessibles à la mesure de par la nature explosive du phénomène. Par conséquent, les sources d'excitation doivent être déterminées à partir de méthodes d'identification exploitant les réponses vibratoires expérimentales.

Les dispositifs de test pyrotechniques ont été modélisés par une méthode classique aux éléments finis. Les différents modèles éléments finis ont été systématiquement recalés et validés dans le domaine modal jusqu'à une fréquence de 1 kHz. Nous avons ensuite extrapolé nos modèles dans le domaine des hautes fréquences (10 kHz) en veillant à choisir judicieusement la taille des éléments.

En pratique, les niveaux vibratoires occasionnés par les chocs pyrotechniques peuvent très souvent être reproduits en laboratoire au départ de dispositifs plus conventionnels tels que des impacts au vérin. Ces observations expérimentales nous ont motivé, dans un premier temps, à simuler les niveaux vibratoires générés par un choc pyrotechnique en remplaçant l'excitation réelle par un impact ponctuel et unidirectionnel, de forme triangulaire, pour lequel l'amplitude et la durée sont optimisées de manière à reproduire un Spectre de Réponse au Choc (SRC)

équivalent à celui calculé à partir du champ d'accélération mesuré lors de l'explosion.

Cette approche du Choc Mécanique Équivalent (CME) permet de reproduire avec des précisions supérieures à 3 dB les niveaux vibratoires simultanément dans les trois directions orthogonales à condition que la géométrie des cubes de fixation soit prise en compte dans le modèle éléments finis. Par ailleurs, la définition du CME reste stable lorsqu'on passe à des configurations plus complexes du dispositif de test pyrotechnique telles que des structures double plaque. Cette stabilité conforte notre approche du CME pour simuler les niveaux vibratoires provoqués par un choc pyrotechnique. Bien que les résultats obtenus soient encourageants, l'approche du CME n'est toutefois pas la panacée. Elle ne permet aucunement de prendre en compte la propagation de l'onde de pression à la surface de la structure. Par ailleurs, cette approche perd en généralité étant donné que le profil de force est imposé dès le départ.

Les résultats encourageants du CME nous ont incité à explorer des méthodes d'identification plus sophistiquées reposant également sur l'hypothèse d'une force d'excitation ponctuelle et unidirectionnelle. Une étude bibliographique des principales méthodes inverses existantes, nous a conduit à explorer deux méthodes d'identification se basant sur la théorie de la déconvolution. La première méthode s'applique dans le domaine fréquentiel et consiste à construire à l'aide de la théorie de Wiener un filtre numérique linéaire permettant d'obtenir la meilleure estimation de la force d'excitation. La seconde méthode s'applique dans le domaine temporel et consiste à décomposer la force d'excitation inconnue en une somme pondérée d'ondelettes et d'établir la correspondance entre les coefficients d'ondelettes discrets de la force d'excitation et ceux de la réponse transitoire mesurée. Dans le contexte de l'identification de chocs mécaniques, la méthode de décomposition en ondelettes est plus adaptée que la méthode fréquentielle car celle-ci s'applique en théorie principalement à des processus stationnaires. En outre, la méthode temporelle permet une meilleure représentation de la propagation des ondes dans la structure.

L'application de ces deux méthodes à l'identification d'impacts au marteau donne des résultats convenables malgré une grande sensibilité aux erreurs de mesures. Dans le contexte de chocs pyrotechniques, ces deux méthodes sont cependant inaptes à identifier de manière acceptable une force d'excitation ponctuelle équivalente. Les niveaux vibratoires simulés à partir des profils de force identifiés sont systématiquement sous-estimés, en particulier pour la méthode de Wiener qui conduit à des écarts fréquentiels moyens entre les SRC mesurés et simulés de l'ordre de 9 dB. La méthode de décomposition en ondelettes conduit, quant à elle, à des résultats plus convaincants que la méthode fréquentielle mais reste néanmoins moins précise que l'approche du CME. En effet, quels que soit les niveaux d'excitation considérés, les écarts fréquentiels moyens observés avec la méthode de décomposition en ondelettes sont de

l'ordre de 4 dB.

Parallèlement à l'identification des sources d'excitation pyrotechniques, ce travail de recherche s'est également intéressé à l'analyse de la sensibilité aux vibrations et aux chocs des relais électromécaniques ; l'objectif étant d'élaborer un modèle permettant de prédire les niveaux vibratoires à partir desquels des dysfonctionnements électriques apparaissent. Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes principalement intéressés au cas de deux relais : le relais monostable PED PXC-1203, utilisé dans des applications industrielles simples, et le relais bistable GP250, employé dans certaines applications spatiales.

Pour les deux relais, le comportement dynamique de la partie amovible a été décrit par une poutre encastree libre. Les forces de contact s'exerçant sur l'extrémité libre de la poutre ont simplement été modélisées par un ressort linéaire. Les effets dissipatifs ont également été pris en compte par l'introduction d'un amortissement proportionnel de Rayleigh. L'ensemble des caractéristiques physiques, tels que le module d'élasticité de Young, la raideur de contact ou encore les paramètres d'amortissement ont été ajustés en recalant les propriétés modales issues du modèle à celles identifiées expérimentalement. La force magnétique s'exerçant sur la partie amovible du relais pour maintenir celui-ci en position de *travail* a été simulée en utilisant une approche basée sur la théorie des circuits magnétiques. Dans le cas du relais PED PXC-1203, les prédictions numériques de la force magnétique ont été confrontées pour différentes valeurs de la tension d'alimentation de la bobine du relais à celles déduites à partir d'un modèle éléments finis bidimensionnel. Les deux approches numériques fournissent des résultats similaires. Par ailleurs, une mesure expérimentale de cette force magnétique a confirmé ces résultats numériques. L'interaction entre les phénomènes mécaniques et magnétiques a été prise en compte dans notre modèle en adoptant une procédure itérative basée sur des hypothèses de couplage électromagnétique faible. La méthodologie a été appliquée au relais PED PXC-1203 et a été validée en comparant, pour des excitations harmoniques s'étalant de 2 kHz à 8 kHz, les niveaux d'accélération minimaux conduisant à une perte de contact du relais à ceux estimés expérimentalement. Par ailleurs, pour des chocs de type demi-sinus, nos prédictions numériques sont cohérentes avec les spécifications renseignées dans la datasheet du relais PED PXC-1203.

Nous avons ensuite appliqué cette méthodologie au cas du relais GP250 et nous avons montré que, aussi bien pour des chocs « mécaniques » (chocs au vérin pneumatique, chocs demi-sinus) que pour des chocs pyrotechniques, les prédictions numériques du niveau de choc limite coïncident avec l'ordre de grandeur mesuré expérimentalement. Contrairement au relais PED PXC-1203, la courbe donnant l'évolution de l'accélération limite avec la fréquence d'excitation n'a pas été confirmée par des mesures expérimentales car les niveaux vibratoires à atteindre pour observer des pertes de contact sont aux limites des niveaux accessibles par les dispositifs vibratoires classiques.

Nous avons montré au travers de cette thèse de doctorat qu'une description des sources d'excitation par une force ponctuelle équivalente permet de simuler avec une précision acceptable les environnements de type choc pyrotechnique pour autant qu'une série de précautions soit respectée : correction de la dérive de zéro, nombre suffisant d'éléments par longueur d'onde, prise en compte de l'effet « bras de levier » des cubes,... Cette recherche peut être valorisée par le fait que les outils numériques que nous avons développés commencent à être progressivement exploités par l'entreprise Thales Alenia Space Etca pour la recherche des paramètres optimaux du dispositif de test pyrotechnique.

Les perspectives que suggère ce travail de recherche sont multiples et variées. Premièrement, il serait intéressant d'étoffer l'état de l'art concernant les méthodes, telles que celle proposée par [DHA95], dans lesquelles la propagation de l'onde de pression à la surface de la structure est prise en compte. Une telle approche serait évidemment plus proche de la réalité physique. Deuxièmement, quelques efforts sont encore à fournir sur la modélisation des dispositifs de test double plaque, et tout particulièrement sur la transmission des vibrations d'une plaque à l'autre. La description du comportement dynamique des tiges filetées par des éléments de type « poutre » semble être inappropriée : le modèle du CME éprouve en effet quelques difficultés à reproduire correctement les niveaux vibratoires relevés sur la plaque support.

En ce qui concerne le relais GP250, il serait essentiel de pouvoir mettre en oeuvre un banc d'essai employant des résonateurs mécaniques de telle manière à valider par des mesures expérimentales la courbe théorique donnant la courbe de l'accélération limite en fonction de la fréquence d'excitation. De plus, dans le cadre de ce travail, nous nous sommes uniquement intéressés à la modélisation de la lame mobile du relais GP250. Il serait également intéressant de modéliser le comportement dynamique de la palette de telle sorte à pouvoir simuler le phénomène de basculement.

A long terme, l'objectif serait de modéliser un équipement complet, la carte électronique (PCB) ainsi que ses composants électroniques, et de simuler son comportement vibratoire lorsqu'il est soumis à un environnement pyrotechnique.

Bibliographie

- [ALG03] H. Algrain, R. Hadjit, and D. Wattiaux. Etude sur les chocs pyrotechniques dans le domaine du spatial. Rapport technique, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), Janvier 2003. Projet Région Wallonne – Convention R & W PYR 99/013.
- [ALG99] H. Algrain. Méthodes de correction de modélisations mathématiques de structures à caractère dissipateur. Thèse, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), Mons (Belgium), 1999.
- [ANSYS] *ANSYS Help System*, 2004. Release 8.1.
- [ATT99] H. Attouoman. Convention 9613370 portant sur l'élaboration de spécifications d'environnement vibratoire et son application dans le domaine du transport. Rapport technique, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), December 1999. Projet Région Wallonne.
- [BAI79] M. Bai and W. Thatcher. High g pyrotechnic shock simulation using metal to metal. *The Shock and vibration bulletin*, 49(1) : 96 – 100, 1979.
- [BAR03] Ch. Bardet, Ch. Bouscarde, Ph. Peter, and M. Ranchoux. Analyse basse fréquence des chocs pyrotechniques. *The journal of Mécanique & industrie*, 4(2) : 83 – 91, 2003.
- [BEL00] V. Bellens. Correction des signaux issus de chocs pyrotechniques en vue du calcul du spectre de réponse au choc. Etude industrielle, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), Juin 2000.
- [BIO32] M.A. Biot. Transient oscillations in elastic system. Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1932.
- [BOD01] E. Bodin. Comportement dynamique d'un équipement électronique soumis à des chocs mécaniques ou pyrotechniques. Thèse, Université de technologie de Compiègne, September 2001.
- [BOD02] E. Bodin and B. Brévert. Pyrotechnic shock response predictions combining statistical energy analysis and local random phase reconstruction. *Journal of the acoustical society of america*, 112(1) : 156 – 163, 2002.
- [BOR00] G. Borello and K. Venkatraman. Prediction of aerospace equipment response to pyrotechnical shock using sea. In *Proceedings of the Vibration Engineering and Technology of Machinery (VETOMAC-1)*, Bangalore (India), october 2000.
- [BOR05] G. Borello and A. Courjal. Modelling payloads using sea for vibroacoustic and shock prediction. Paris (France), 2005. ASTELAB 2005.
- [BOR06] G. Borello. Analyse statistique énergétique sea et applications industrielles de la sea. *Techniques de l'ingénieur*, 2006. Article R 6 215 et R 6 216.

- [BOU95] O. M. Bouthier and R. J. Bernhard. Simple models of the energetics of transversely vibrating plates. *Journal of Sound and Vibration*, 182(1) : 149–166, 1995.
- [BOX06] D. Boxstael. Caractérisation aux chocs pyrotechniques de composants électroniques pour satellite en vue d’optimiser leur isolation vibratoire. Travail de fin d’études, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), Septembre 2006.
- [BRE02] B. Brévert and P. Poupaud. Mécanisme de défaillance des relais soumis à des chocs – analyses des comportement dynamiques, cinématiques et fonctionnels. Rapport technique, Thales Alenia Space, 2002.
- [BRO95] J. Brossard, C. Desrosier, H. Purnomo, and J. Renard. Pressure loads on a plane surface submitted to an explosion. In *Proceedings of the 19th International Symposium on Shock Waves*, Marseille (France), 1995.
- [CAN00] A. Canova and Giambattista Grouso. Analysis of dynamic behaviour of a dc electromagnetic relay by 3d finite element method. *The international Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, 19(2) : 602–607, 2000.
- [CEI] Commission Electrotechnique Internationale (CEI). *Relais électriques : Essais de vibrations, de chocs, de secousses et de tenue aux séismes applicables aux relais de mesure et aux dispositifs de protection*, première édition edition, 1988. Norme CEI 255-21-x.
- [CHA96] D.J Chambega. Qualitative analysis on the effect of external vibrations on the performance of relay. 4th IEEE Africon conference Proceedings, October 1996.
- [CHI04] J. Ching, A. To, and S. D. Glaser. Microseismic source deconvolution : Wiener filter versus minimax, fourier versus wavelets and linear versus nonlinear. *Journal of the Acoustic Society of America*, 115(6), June 2004.
- [CON00] C. Conti. Analyse modale expérimentale. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), 2000. Notes de cours.
- [CON04] C. Conti. Dynamique et vibrations des systèmes mécaniques discrets. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), 2004. Notes de cours.
- [CON05] C. Conti. Cours de mécanique rationnelle ii. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), 2005. Notes de cours.
- [CON08] C. Conti, O. Verlinden, D. Wattiaux, G. Kouroussis, and Q. Bombléd. Dynamique et vibrations des systèmes mécaniques discrets. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), 2008. Notes de laboratoires.
- [COX83] F.W. Cox. Efficient algorithms for calculating shock spectra on general purpose computers. *The shock and Vibration Bulletin*, 53(1) : 143 – 161, 1983.
- [DAL92] E. C. Dalton. Ballistic shock response analysis by an extension of sea. 63(1), 1992.

- [DAL99] E. C. Dalton. Overview of the high frequency shock problem in aerospace. Huntsville (Alabama), 1999. coursebook.
- [DEH01] P. Dehombreux. Mesure et analyse des signaux vibratoires. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), 2001. Notes de cours.
- [DEH03] P. Dehombreux. Description et construction des machines i – éléments fondamentaux. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), février 2003. Notes de cours.
- [DER05] M. Derumaux. Sur la modélisation et la simulation de liaisons soumises à des chocs pyrotechniques. Thèse, Ecole Normale Supérieure de Cachan, Cachan (France), 2005.
- [DHA95] M. V. Dharaneepathy, R. M. N. Keshava, and A. R. Santhakumar. Critical distance for blast-resistant design. *The Journal of Computers and structures*, 54(4) : 587 – 595, 1995.
- [DOY97] J.F. Doyle. A wavelet deconvolution method for impact force identification. *The journal of experimental mechanics*, 37(4) : 403 – 408, 1997.
- [DUT01] H. Leich and Thierry Dutoit. Traitement du signal. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), 2001. Notes de cours.
- [DeLAN06] K. De Langhe. High frequency vibrations : contributions to experimental and computational sea parameter identification techniques. Thesis, Katholieke Universiteit Leuven (KUL), Leuven (Belgium), 1996.
- [ERI99] J. Eriksson. Measuring and analysis of pyrotechnic shock. Thesis, Chalmers University of technology (CTH), Gothenburg, 1999.
- [FAB95] R. Fabriès and R. Lemonde. Protection des matériels contre les vibrations et les chocs. *Techniques de l'ingénieur*, 1995.
- [FAH92] F. J. Fahy and A. D. Mohammed. A study of uncertainty in applications of sea to coupled beam and plate systems, part i : Computational experiments. *Journal of Sound and Vibration*, 158(1) : 45–67, 1992.
- [FEY99] R. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, and M. Bloch. *Le cours de physique de Feynman : Électromagnétisme 1*. Dunod, Paris, 1999.
- [FIL93] E. Filippi, J. Morandi, J.P Semerie, T. Youssefi, and P. Zemlianoy. Pyrotechnically initiated shocks – effects on electronic equipment – test implementation. In *Proceedings of the second environmental testing for space programmes*, Noordwijk (Netherlands), October 1993. ESTEC.
- [FIL98a] E. Filippi, F. Cambier, and C. Conti. Development of the alcatel etca pyroshock test facility. In *Proceedings of European Conference on Spacecraft structures, Materials and Mechanical Testing*, Stadthalle Braunschweig (Germany), november 1998.

- [FIL98b] E. Filippi. *Moyen d'essais chocs pyrotechniques – Stockage et mise en œuvre des explosifs*. Thales Alenia Space ETCA, Mont-sur-Marchienne (Belgium), 1998. MF/EF/vvg 98/111.
- [FIL99] E. Filippi, H. Attouoman, and C. Conti. Pyroshock simulation using the alcatel etca test facility. In *Proceedings of the first European Conference on Launcher Technology*, Toulouse (France), December 1999. CNES.
- [FRU04] Ch. De Fruytier. Etude paramétrique d'un moyen d'essais aux chocs pyrotechniques. Etude industrielle, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), Juin 2004.
- [FRU07] Ch. De Fruytier, F. DellOrco, and D. Wattiaux. Conception and validation of a two high level axes set-up for pyroshock qualification of space electronic equipments. Berlin (Germany), September 2007. Proceedings of the 1st CEAS European Air and Space conference (CEAS 2007).
- [GER93] M. Géradin and D. Rixen. *Théorie des vibrations : Application à la dynamique des structures*. Masson, Paris, 1993.
- [GIA82] N. Giansante, R. Jones, and N. J. Calapodas. Determination of in-flight helicopter loads. 27(3) : 58 – 64, 1982.
- [GIA93] D. C. Giancoli. *Physique générale 2 – Électricité et Magnétisme (seconde Edition)*. De Boeck, Bruxelles, 1993.
- [GOL79] G. H. Golub, M. Heath, and G. Wahba. Generalized cross validation as a method for choosing a good ridge parameter. *Technometrics*, 21(2) : 215 – 223, 1979.
- [GOR82] D.J. Gorman. *Free Vibration Analysis of Rectangular Plates*. Elsevier, Paris, 1982.
- [GUY82a] J.L Guyader, C. Boisson, and C. Lesueur. Energy transmission in finite coupled plates – part 1 : Theory. *Journal of Sound and Vibration*, 81(1) : 81–92, 1982.
- [GUY82b] C. Boisson, J.L Guyader, P. Millot, and C. Lesueur. Energy transmission in finite coupled plates – part 2 : Application to an l shaped structure. *Journal of Sound and Vibration*, 81(1) : 93–105, 1982.
- [HAD01] R. Hadjit. Methodes inverses adaptées à l'identification de forces d'excitation de structures mécaniques. Thèse, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), Mons (Belgium), octobre 2001. <http://mecara.fpms.ac.be>.
- [HAM06] E. Hampton, P. Nygren, and H. Li. Analytical shock response of a transversely point-loaded linear rectangular plate. In *Proceedings of the 8th Biennial ASME Conference on Engineering Systems Design and Analysis (ESDA2006)*, Torino (Italia), July 2006.
- [HAN05] J. Hancq. Théorie du filtrage - filtrages statistique et adaptatif. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), 2005. Notes de cours.
- [HAR76] C. M. Harris and C. E. Crede. *Shock and Vibration Handbook (seconde Edition)*. McGraw-Hill, Bruxelles, 1976.

- [HEN94] F. Henrotte, A. Nicolet, A. Genona, and W. Legros. Modelling of electromechanical relays taking into account movement and electric circuits. *Journal of the IEEE Transactions on magnetics*, 30(5) : 3236–3237, 1994.
- [HIL83] B. Hillary. Indirect measurement of vibration excitation forces. Travail de fin d'études, Imperial College of London, London (United of Kingdom), April 1983.
- [HRE02] L. Hreczynski. Chocs pyrotechniques : caractérisation de l'excitation. Travail de fin d'études, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), Juin 2002.
- [ICATS] *Imperial College Analysis, Testing and Software (ICATS)*, 2001. Manuel d'utilisateur.
- [IRV02] T. Irvine. An introduction to the shock response spectrum, May 2002. www.vibrationdata.com.
- [ISO] Organisation internationale de normalisation (ISO). *Vibrations et Chocs mécaniques – Vocabulaire*, 1990. Norme ISO 2041.
- [JAC62] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, 1962.
- [JAC95] F. Jacob. Sensibilité de la méthode sea (statistical energy analysis). Travail de fin d'études, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), Juin 1995.
- [JUF95] M. Jufer. *Electromécanique*, volume 9 of *Traité d'électricité*. Presses Polytechnique et Universitaires Romandes, Paris, 1995.
- [KAW94] Y. Kawase, O. Miyatani, and T. Yamaguchi. Numerical analysis of dynamic characteristics of electromagnets using 3d finite element method with edge elements. *IEEE Transactions on Magnetism*, 30(5) : 3248–3251, 1994.
- [KEA05] A. J. Keane and W. G. Price. *Statistical Energy Analysis : An Overview, With Applications in Structural Dynamics*. Cambridge University Press, England, May 2005.
- [KIN79] R. Kinns. The deduction of bearing forces in rotating machinery. In *Proceedings of The EuroMech Colloquium 122 on The numerical analysis of the dynamics ship structures*, paris (France), september 1979.
- [KUR01] S. Kurz and U. Becker. Dynamic simulation of electromechanical systems : from maxwell's theory to common-rail diesel injection. *Naturwissenschaften*, 88 : 183–192, 2001.
- [LAL99a] C. Lalanne. *Chocs mécanique*, volume 2 of *Vibrations et chocs mécaniques*. Hermes, Paris, 1999. <http://www.hermes-science.com>.
- [LAL99b] C. Lalanne. *Elaboration des spécifications*, volume 5 of *Vibrations et chocs mécaniques*. Hermes, Paris, 1999. <http://www.hermes-science.com>.
- [LAL99c] C. Lalanne. *Analyse pratique des mesures*, volume 6 of *Vibrations et chocs mécaniques*. Hermes, Paris, 2004. <http://www.hermes-science.com>.

- [LAM00] D. Lamblin. La méthode des éléments finis : problèmes non linéaires et introduction au calcul sismique, Octobre 2000.
- [LAM99] D. Lamblin. La méthode des éléments finis : problèmes linéaires, Avril 1999.
- [LEQ90] B. Lequesne. Dynamic model of solenoids under impact excitation, including motion and eddy currents. *Journal of the IEEE Transactions on magnetics*, 26(2) : 1107–1116, 1990.
- [LJU85] S. Ljunggren. Transmission of structure-borne a beam into an infinite plate. *Journal of Sound and Vibration*, 100(3) : 309–320, 1985.
- [MAI97] N. Maia. *Theoretical and Experimental Modal Analysis*. Research Studies Press, England, 1997.
- [MAR95a] M. T. Martin and J. F. Doyle. Impact force identification from wave propagation responses. *The journal of Impact Engineering*, 18(1) : 65 – 77, 1995.
- [MAR95b] M. T. Martin and J. F. Doyle. Impact force location in frame structures. *The journal of Impact Engineering*, 18(1) : 79 – 97, 1995.
- [MEU03] G. Meunier. *Champs et équations en électromagnétisme : électromagnétisme et éléments finis*. Hermes science publications, Paris, 2003.
- [MOE00] I. Moens, D. Vandepitte, and P. Sas. A wavelength criterion for the validity on the energy finite element method for plates. Leuven (Belgium), September 2000. Proceedings of the International Conference on Noise and vibration Engineering (ISMA25).
- [MOE01] I. Moens. On the use and the validity of the energy finite element method for high frequency vibrations. Thesis, Katholieke Universiteit Leuven (KUL), Leuven (Belgium), 2001.
- [MOE85] C. J. Moening. Pyroshock flight failures. In *Proceedings of 31st Annual Technical Meeting of the Institute of Environmental Sciences (IES)*, mai 1985.
- [MOE86] C. J. Moening. View of the world of pyrotechnic shock. *Shock and Vibration bulletin*, 56(3) : 3–28, 1986.
- [MRDVa] P. Dehombreux. *Toolbox Matlab pour l'analyse par éléments finis*. Faculté Polytechnique de Mons (FPMS), Mons (Belgium), 1997. <http://mecara.fpms.ac.be>.
- [MRDVb] D. Wattiaux and G. Kouroussis. *Toolbox Matlab pour l'Analyse modale expérimentale*. Faculté Polytechnique de Mons (FPMS), Mons (Belgium), 2006. <http://mecara.fpms.ac.be>.
- [McCL73] J.H. McClellan, T.W. Parks, and L.R. Rabiner. A computer program for designing optimum fir linear phase digital filters. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics*, 21(6) : 506 – 526, 1973.

- [NASA99] D. R. Mulville. Pyroshock test criteria. NASA Technical Standard NASA-STD-7003, National Aeronautics and Space Administration (NASA), May 1999. <http://standards.nasa.gov>.
- [NIC03] A. Nicolet, F. Delincé, N. Bamps, A. Genon, and W. Legros. A coupling between electric circuits and 2d magnetic field modeling. *Journal of the IEEE Transactions on magnetics*, 29(2) : 1697–1699, 1993.
- [NOU84] R. Nouayou. Quelques méthodes de déconvolution et leurs applications. Thèse, Université Pierre et Marie Curie (UPMC), Paris (France), 1984.
- [PAR72] T. W. Parks and J. H. McClellan. Chebyshev approximation for non recursive digital filters with linear phase. *IEEE Transactions on Circuit Theory*, 19(2) : 189 – 194, 1972.
- [POU02] P. Poupaud. Relais gp5, gp250, type to5 : caractéristiques aux chocs. Rapport technique, Thales Alenia Space, 2002.
- [REN06] W. Ren, G. Zhai, and L. Cui. Contact vibration characteristic of electromagnetic relay. *Journal of the IEICE Transactions on electronic*, 89(8) : 1177–1181, 2006.
- [REN94] Z. Ren and A. Razek. A strong coupled model for analysing dynamic behaviours of non-linear electromechanical systems. *Journal of the IEEE Transactions on magnetics*, 30(5) : 3252–3255, 1994.
- [SAI98] D. Saïd. Etude théorique et numérique des vibrations de structures soumises à des chocs pyrotechniques. Thèse, Ecole Normale Supérieure de Cachan, Cachan (France), 1998.
- [SEM98] C. Semay. éléments de physique théorique et mathématique. Université de Mons Hainaut (UMH), 1998. Notes de cours.
- [SHI89] C. Y. Shih, Q. Zhang, and R. J. Allemang. Force identification by using principle and modal coordinate transformation method. In *Proceedings of Vibration analysis techniques et applications*, Montréal (canada), 1989.
- [SID98] C. Sidney Burrus and Ramesh A. Gopinath. *Introduction to wavelets and wavelet transforms*. Prentice Hall, New Jersey, 1998.
- [SMA81] D.O. Smallwood. An improved recursive formula for calculating shock response spectra. *The shock and Vibration Bulletin*, 51(2) : 211 – 217, 1981.
- [SMA99] D. O. Smallwood and S. C. Cap. Salvaging pyrotechnic data with minor overloads and offsets. *Journal of the Institute of Environmental Sciences and Technology*, 42(3) : 27 – 35, 1999.
- [SMI85] J. L. Smith. Recovery of pyroshock data from distorted acceleration records. NASA Technical Standard NASA-TP-2494, National Aeronautics and Space Administration (NASA), March 1985. <http://standards.nasa.gov>.

- [SPI98] Ph. Spindel. Relativité générale. Université de Mons Hainaut (UMH), 1998. Notes de cours.
- [SRA98] K. Srairi and M. Feliachi. Numerical coupling models for analyzing dynamic behaviors of electromagnetic actuators. *Journal of the IEEE Transactions on magnetics*, 34(5) : 3608–3611, 1998.
- [SUT05] M. Sutra, B. Combes, A. Berlioz, and D. Mesnier. Développement d’une démarche de simulation des équipements spatiaux soumis à des chocs pyrotechniques. In *Proceedings of the 17ème Congrès Français de Mécanique*, Troyes (France), septembre 2005.
- [TAM98] Ph. Tamigniaux. Participation au développement et à la mise au point d’un moyen d’essai de chocs pyrotechniques. Etude industrielle, Faculté Polytechnique de Mons, Juin 1998.
- [TIK77] A. N. Tikhonov and V. Y. Arsenin. *Solutions of ill posed problems*. John Wiley, New York, 1977.
- [TRU78] D. M. Trujillo. Application of dynamic programming to the general inverse problem. 12 : 613 – 624, 1978.
- [TRU96] D. M. Trujillo and H. R. Busby. *Practical Inverse Analysis in Engineering*. CRC Press, October 1996.
- [URB06] E. Urbain. Caractérisation aux chocs pyrotechniques d’un boîtier de circuits électroniques pour satellite en vue d’optimiser l’agencement des composants sensibles aux chocs. Travail de fin d’études, Haute Ecole Roi Baudouin, Juin 2006.
- [VER03] O. Verlinden. Computer-aided analysis of multibody system. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), 2003. Note de cours.
- [VER06] O. Verlinden, S. Boucher, and C. Conti. Mécanique rationnelle i. Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), 2006. Notes cours.
- [WAN99] S. Wang and R. J. Bernhard. Energy finite element method (efem) and statistical energy analysis (sea) of a heavy equipment cab. *SAE International*, 108(2) : 2651–2658, 1999.
- [WAR93] D. C. Warwick and J. J. Gilheany. Dynamic force estimation via modal decomposition of operational response measurements in a multi-source environment. In *Proceedings of the 11th International Modal Analysis Conference*, Kissimmee (USA), 1993.
- [WAT04a] D. Wattiaux, C. Conti, O. Verlinden, and Ph. Tamigniaux. Characterization of electromagnetic relays submitted to mechanical shocks. In *Proceedings of the 11th International Congress on Sound and Vibration (ICSV11)*, St. Petersburg (Russia), July 2004.

- [WAT04b] D. Wattiaux. Caractérisation de chocs pyrotechniques et de l'interaction entre comportement vibratoire et électrique de relais électromagnétiques. Travail de fin d'études, Faculté Polytechnique de Mons (FPMs), Juin 2004.
- [WAT08] D. Wattiaux, O. Verlinden, C. Conti, and Ch. De Fruytier. Prediction of the vibration levels generated by pyrotechnic shocks using an approach by equivalent mechanical shock. *Journal of Vibration and Acoustics*, 130(4) : 041012(1) – 041012(11), 2008.
- [WAT09] D. Wattiaux, O. Verlinden, Ch. De Fruytier, and G. Kouroussis. Identification of the mechanical properties of electronic boards used for spatial applications. In *Third International Congress Design and Modelling of Mechanical Systems*, Hammamet (Tunisie), Mars 2009.
- [YAM02] T. Yamaguchi, Y. Kawase, H. Shiimoto, and K. Hirata. 3d finite element analysis of dynamic characteristics of twin-type electromagnetic relay. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38(2) : 361–364, 2002.
- [ZHA02] G. Zhai, W. Ren, M. Liu, H. Wang, C. Liu, and L. Wang. The discussion on the analytical approach of spring system vibration of electromagnetic relay in aircraft. *organization IEICE Transactions on electronic*, 22(3), 2002.
- [ZHA03] G. Zhai Guofu, W. Ren Wanbin, and F. Xu. Research on the analytical method of contact vibration performance of reed relay. Proceedings of the Forty-Ninth IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, September 2003.
- [ZIE89] O. C. Zienkiewicz and R. L. Taylor. *La méthode aux éléments finis – Formulation de base et problèmes linéaires*. 1989.

Liste des publications

Articles publiés dans des revues scientifiques avec comité de relecture

1. D. WATTIAUX, O. VERLINDEN, C. CONTI, Ch. DE FRUYTIER, « Prediction of the vibration levels generated by pyrotechnic shocks using an approach by equivalent mechanical shock », *J. Vib. Acoust.*, Volume 130, Issue 4, 041012, août 2008 (11 pages).

Articles publiés dans des conférences nationales et internationales

1. D. Wattiaux, R. Hadjit, C. Conti, « Shock qualification facilities of spatial electronic devices using pyrotechnic excitation », *Proceeding of the 6th National Congress on Theoretical and Applied Mechanics (NCTAM2003)*, Ghent (Belgium), May 26-27, 2003.
2. D. WATTIAUX, O. VERLINDEN, C. CONTI, Ph. TAMIGNIAUX, « Characterization of electromagnetic relays submitted to mechanical shocks », *Proceeding of the Eleventh International Congress on Sound and Vibration (ICSV11)*, St.Petersburg (Russia), July 5-8, 2004.
3. D. WATTIAUX, C. CONTI, O. VERLINDEN, « Modélisation de chocs pyrotechniques et caractérisation du comportement fonctionnel de relais électromagnétiques aux sollicitations mécaniques », *Proceeding of 17ème Congrès Français de Mécanique (CFM 2005)*, Troyes (France), 29 août - 2 septembre, 2005.
4. D. Wattiaux, C. Conti, O. Verlinden, E. Filippi, Ph. Tamigniaux, « Prediction of the dynamic behaviour of electromagnetic relays submitted to mechanical shocks », *Proceeding of 7th National Congress on Theoretical and Applied Mechanics (NCTAM2006)*, Mons (Belgium), May 29-30, 2006.
5. D. WATTIAUX, C. CONTI, O. VERLINDEN, « Characterization of pyroshocks and prediction of the dynamic behaviour of electromagnetic relays submitted to mechanical shocks », *Proceeding of 8th Biennial ASME Conference on Engineering Design and*

Analysis (ESDA2006), Turin (Italie), July 4-7 , 2006.

6. Ch. DE FRUYTIER, F. DELL'ORCO, D. WATTIAUX, « Conception and validation of a two high level axes set-up for pyroshock qualification of space electronic equipments », *Proceeding of the 1st CEAS European Air and Space Conference* (CEAS2007), Berlin (Germany), September 10-13 , 2007.
7. D. Wattiaux, O. Verlinden, Ch. De Fruytier, « Prediction of the vibration levels undergone by the spatial electronic equipments during a pyrotechnic shock », *Proceeding of the 1st international Symposium on Environmental Testing Engineering* (ETE'2007), Brussels (Belgium), November 22-23 , 2007.
8. D. Wattiaux, O. Verlinden, Ch. De Fruytier, « Identification of the mechanical properties of electronic boards used for spatial applications », *Proceeding of the 3rd international Congress Design and Modelling of Mechanical System* (CMSM2009), Hammamet (Tunisie), March 16-18 , 2009.
9. D. Wattiaux, O. Verlinden, Ch. De Fruytier, « Modelling of the dynamic behaviour of electronic boards used for spatial applications », *Proceeding of 8th National Congress on Theoretical and Applied Mechanics* (NCTAM2009), Brussel (Belgium), May 28-29, 2009.
10. D. Wattiaux, O. Verlinden, Ch. De Fruytier, « Pyroshock identification using deconvolution methods in the frequency and time domains », *Proceeding of the 11th European Conference on Spacecraft Structures, Materials and Mechanical Testing* (ECSSMMT2009), Toulouse (France), September 15-17 , 2009.
11. D. Wattiaux, O. Verlinden, Ch. De Fruytier, « Modelling of the dynamic behaviour of Modular Equipements Designed by Thales Alenia Space ETCA », *Proceeding of the 11th European Conference on Spacecraft Structures, Materials and Mechanical Testing* (ECSSMMT2009), Toulouse (France), September 15-17 , 2009.

Table des figures

1.1	Valve pyrotechnique (vue de gauche : avant activation – vue de droite : après activation) [FIL99]	2
1.2	Explosifs à base de cordeau détonant [FIL99]	2
1.3	Classement des dégâts dus aux chocs pyrotechniques (Figure reproduite de [MOE85])	3
1.4	Illustrations des liaisons à découpe mono et bi-ruptures (Figure issue de [DER05])	4
1.5	Représentation de quelques configurations possibles du dispositif de test pyrotechnique [FIL99]	5
1.6	Principe de la modélisation	5
2.1	Construction du Spectre de Réponse au Choc (SRC) (Figure issue de [URB06])	12
2.2	Système linéaire à 1 ddl soumis à une accélération	12
2.3	Illustration du SRC asymptotique pour un choc « demi-sinus » d’une amplitude de 10 kg et d’une durée de 1 ms	15
2.4	Moyenne flottante du signal calculée sur une fenêtre temporelle de 2 ms	18
2.5	Effet de la dérive de zéro dans le domaine fréquentiel – Comparaison des SRC positif et négatif	18
2.6	Comparaison des SRC avant et après correction	20
2.7	Comparaison des SRC positif et négatif après correction de la dérive de zéro . . .	21
2.8	Quelques exemples de spécifications d’équipements électroniques	22
3.1	Bâti en échafaudage	24
3.2	Quelques exemples des dispositifs de test pyrotechniques utilisés chez Thales . .	24
3.3	Disposition des rondelles en caoutchouc	25
3.4	Configuration spécifique du dispositif de test	26
3.5	Fixation du vérin pneumatique sur la plaque de base	27
3.6	Assemblage du détonateur et du cordeau détonant sur la plaquette en acier . . .	27
3.7	Disposition du cordeau détonant sur la plaquette pour différentes longueurs standards	28
3.8	Illustration de la chaîne pyrotechnique (Figure issue de [FIL98b])	29
3.9	Dispositif expérimental utilisé – Plaque en acier suspendue verticalement	29
3.10	Vue du dispositif explosif	30
3.11	Localisation du dispositif pyrotechnique et des accéléromètres piézoélectriques pour la première série de mesures (cercles rouges)	31
3.12	Localisation du dispositif pyrotechnique et des accéléromètres piézoélectriques pour la seconde série de mesures (les carrés bleus correspondent aux cubes de mesures)	32

3.13	Cube utilisé pour mesurer les accélérations dans le plan de la plaque	33
3.14	Principales observations expérimentales	34
4.1	Dispositif expérimental à modéliser – Plaque suspendue	39
4.2	Discrétisation expérimentale de la plaque en acier	42
4.3	Représentation graphique des indicateurs statistiques δ_i^+ et δ_i^-	50
4.4	Force d'excitation mesurée	51
4.5	Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle bi-dimensionnel	54
4.6	Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle tri-dimensionnel	55
4.7	Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – Modèle bidimensionnel	56
4.8	Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – Modèle tridimensionnel	57
5.1	Influence du profil d'impact utilisé sur le calcul du SRC	61
5.2	Définition du CME	61
5.3	Évolution du produit $F_{\max} * \tau$ en fonction de la longueur du cordeau détonant	64
5.4	Comparaison entre SRC expérimentaux et simulés pour une longueur du cordeau détonant égale à 0 cm	66
5.5	Comparaison entre SRC expérimentaux et simulés pour une longueur du cordeau détonant égale à 20 cm	67
5.6	Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés pour une longueur du cordeau détonant de 0 cm	68
5.7	Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés pour une longueur du cordeau détonant de 20 cm	69
5.8	Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans la direction perpendiculaire à la plaque – Nœud 11 – Longueur du cordeau détonant de 0 cm	70
5.9	Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans le plan de la plaque – Nœud 10 – Longueur du cordeau détonant de 0 cm	71
5.10	Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans le plan de la plaque – Nœud 10 – Longueur du cordeau détonant de 4 cm	71
5.11	Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans la direction perpendiculaire à la plaque – Nœud 11 – Longueur du cordeau détonant de 0 cm	75
5.12	Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans le plan de la plaque – Nœud 7 – Longueur du cordeau détonant de 0 cm	76
5.13	Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés dans le plan de la plaque – Nœud 7 – Longueur du cordeau détonant de 30 cm	76

5.14	Évolution des intensités F_x , F_y et F_z en fonction de la longueur du cordeau détonant	77
5.15	Représentation du CME tridimensionnel non symétrique	77
5.16	Représentation du CME tridimensionnel symétrique	78
5.17	Évolution des intensités F_x , F_y et F_z en fonction de la longueur du cordeau explosif	79
5.18	Discrétisation expérimentale du dispositif pyrotechnique	80
5.19	Représentation schématique de la disposition des cubes – Nœud 37	81
5.20	Montage des accéléromètres sur le cube	81
5.21	Disposition des cubes sur la tranche de la plaque	81
5.22	Comparaison des SRC – nœud 37 – Réponse suivant l’axe Y – Impact au marteau	82
5.23	Comparaison des SRC – nœud 37 – Réponse suivant l’axe Y – Impact au vérin pneumatique	83
5.24	Comparaison des SRC – nœud 10 – Réponse suivant l’axe Y – Impact au marteau	83
5.25	Comparaison des SRC – nœud 10 – Réponse suivant l’axe Y – Impact au vérin pneumatique	84
5.26	Modélisation du cube par un solide indéformable de forme pyramidale	84
5.27	Comparaison entre SRC expérimentaux et simulés – Impact au marteau au nœud 1 – Réponse suivant l’axe Z	85
5.28	Comparaison entre SRC expérimentaux et simulés – Choc pyrotechnique détonateur seul (0 cm)	86
5.29	Les différentes configurations envisagées du dispositif de test pyrotechnique . . .	87
5.30	Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés – Configuration 2	89
5.31	Comparaison entre les SRC expérimentaux et simulés – Configuration 3	90
5.32	Influence sur le calcul du SRC de quelques paramètres opérationnels du dispositif de test pyrotechnique	91
6.1	Ondes de pression au niveau du sol – Schéma de la configuration expérimentale [BRO95]	99
6.2	Compromis entre résolution temporelle et résolution fréquentielle réalisée par les ondelettes (Figure issue de [DEH01])	103
6.3	Illustration du principe de l’analyse en ondelettes (Figure issue de [DEH01]) . .	104
6.4	Système de référence théorique à 3 degrés de liberté	107
6.5	Force d’excitation théorique imposée au système à 3DL au niveau du nœud 1 . .	108
6.6	Résultats obtenus par la méthode de Wiener - Application au système à 3DL .	109
6.7	Résultats obtenus par la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes - Application au système théorique à 3DL	110
6.8	Dispositif expérimental - Poutre encastree libre	111
6.9	Localisation des nœuds expérimentaux sur la poutre encastree-libre	111

6.10	Caractéristiques temporelle et fréquentielle de la force d'excitation mesurée au nœud 8	112
6.11	Exemples d'accélération mesurées durant l'essai	113
6.12	Comparaison des fonctions de réponse en fréquence mesurées avec celles déduites du modèle éléments finis	114
6.13	Force identifiée à partir de la méthode en coordonnées principales	115
6.14	Influence du paramètre de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ sur l'identification de la force d'excitation	116
6.15	Influence de l'application d'une fenêtre exponentielle sur l'identification de la force d'excitation	117
6.16	Force identifiée à partir de la méthode de décomposition en ondelettes	118
6.17	Dispositif expérimental – Plaque suspendue verticalement	119
6.18	Localisation des nœuds expérimentaux sur la plaque	119
6.19	Caractéristiques temporelle et fréquentielle de la force d'excitation mesurée au nœud 8	120
6.20	Exemples d'accélération mesurées aux différents nœuds durant l'essai	121
6.21	Force identifiée à partir de la méthode de Wiener	122
6.22	Influence du paramètre de régularisation $\mathfrak{R}(\omega)$ sur l'identification de la force d'excitation	123
6.23	Comparaison des SRC expérimentaux et simulés – Méthode de Wiener	124
6.24	Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – méthode de Wiener	125
6.25	Force identifiée à partir de la méthode de déconvolution par décomposition en ondelettes	126
6.26	Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle éléments finis et de la force identifiée par la méthode par décomposition en ondelettes	128
6.27	Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – méthode de décomposition par ondelettes	129
6.28	Force identifiée à partir de la méthode de Wiener ($\mathfrak{R}(\omega) = 0$)	131
6.29	Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle éléments finis et de la force identifiée par la méthode de Wiener	133
6.30	Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – méthode de Wiener	134
6.31	Influence de la durée τ de l'ondelette analysante sur l'identification de la force d'excitation – Choc pyrotechnique uniquement avec détonateur (0 cm)	136
6.32	Evolution de l'indicateur statistique μ_G en fonction de la durée τ de l'ondelette analysante $\phi(t)$	137
6.33	Forces d'excitation identifiées en fonction de la longueur du cordeau détonant	137

6.34	Comparaison des SRC expérimentaux avec ceux déduits à partir du modèle éléments finis et de la force identifiée par la méthode de décomposition en ondelettes	139
6.35	Comparaison entre les champs d'accélération expérimentaux et simulés – méthode de décomposition par ondelettes	140
6.36	Comparaison des champs d'accélération expérimentaux avec ceux simulés à partir des deux méthodes d'identification (approche du CME et analyse en ondelettes) – déto seul (0 cm)	143
7.1	Schéma de principe du télégraphe de Morse	148
7.2	Perturbation électrique d'un relais : cas de la micro-ouverture	149
7.3	Perturbation électrique d'un relais électromécanique : cas de la micro-fermeture	150
7.4	Perturbation électrique d'un relais : cas du basculement	150
7.5	Description du relais PED étudié	152
7.6	Vue schématique du relais PED	153
7.7	Dimensions du relais exprimées en millimètre	153
7.8	Configuration électrique du relais PED PXC-1203	154
7.9	Relais GP250	154
7.10	Vue éclatée du relais GP250 (Figure issue de [POU02])	155
7.11	Schéma fonctionnel du relais GP250	156
7.12	Décomposition du système électromagnétique en un sous système mécanique et en un sous système électromagnétique interagissant l'un sur l'autre (Schéma reproduit de [KUR01])	158
7.13	Illustration de l'algorithme de couplage électromagnétique faible (Schéma reproduit de [KUR01])	159
7.14	Poutre cantilever, représentant la partie amovible du relais PED, assujettie à des forces élastiques à son extrémité libre	160
7.15	Lame mobile 2 du GP250 assujettie à un champ d'accélération $a(t)$	161
7.16	Définition des degrés de liberté de l'élément BEAM1D (Figure issue de [CON08])	161
7.17	Définition des degrés de liberté de l'élément BEAM2D (Figure issue de [CON08])	162
7.18	Schéma du modèle à un degré de liberté	164
7.19	Évolution de l'accélération minimale conduisant à une perte de contact en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du degré d'amortissement ξ	165
7.20	Tube d'induction magnétique (Figure issue de [JUF95])	167
7.21	Réductances en série et en parallèle	168
7.22	Circuit magnétique associé au relais PED en configuration fermée	169
7.23	M.M.T utilisée pour mesurer la géométrie du relais	170
7.24	Vue des différentes zones du relais	172
7.25	Lignes d'induction magnétique	173

7.26	Influence de quelques paramètres physiques et géométriques du circuit magnétique sur le calcul de la force magnétique F_{magn}	174
7.27	Disposition du relais entre les mors de la machine de traction	175
7.28	Évolution des forces magnétiques expérimentales et numériques en fonction de la tension d'alimentation de la bobine du relais	175
7.29	Vue schématique du contact entre les parties mobile et statique du relais (Figure tirée de [REN06])	175
7.30	Relation entre la raideur k , la force de contact F et le rayon de contact R_1 . . .	177
7.31	Vue du dispositif expérimental utilisé pour mesurer la transmissibilité $T(\omega)$. . .	178
7.32	Comparaison entre les transmissibilités expérimentale et numérique	179
7.33	Dispositif expérimental utilisé pour mesurer l'évolution temporelle de l'accélération et de la tension lors des essais vibratoires	180
7.34	Comparaison entre les prédictions expérimentales et numériques	181
7.35	Tolérance sur la forme de l'impulsion demi-sinus (Figure issue de [CEI])	182
7.36	Influence de la durée D du choc « demi-sinus » sur la tenue aux chocs du relais (Entrefer : $e=0.3$ mm et tension d'alimentation de la bobine : $V=12$ volts) . . .	183
7.37	Influence de la valeur de l'entrefer e sur la tenue aux chocs du relais (Tension d'alimentation de la bobine : $V=12$ volts)	184
7.38	Influence de la tension d'alimentation V de la bobine e sur la tenue aux chocs du relais (Entrefer : $e=0.3$ mm)	184
7.39	Vue du dispositif expérimental utilisé pour les tests vibratoires	185
7.40	Modélisation par DAO du montage des relais GP250 sur les réglettes en aluminium	185
7.41	Modélisation par DAO du montage des relais EL215 et EL245 sur les réglettes en aluminium	186
7.42	Disposition des relais sur les réglettes en aluminium	187
7.43	Evolution des SRC en fonction du niveau d'excitation	188
7.44	Exemples de comparaison entre Spectres de Réponse au Choc expérimentaux et asymptotiques	189
7.45	Représentation schématique du circuit électrique pour un relais – état <i>reset</i> . . .	189
7.46	Vue des principaux éléments de l'installation électrique utilisée	190
7.47	Tensions mesurées lors d'un basculement commandé	190
7.48	Tension mesurée aux bornes du relais 3 – Choc au vérin (7 bars)	191
7.49	Tension mesurée aux bornes du relais 3 – Choc pyrotechnique (25 cm)	192
7.50	Sévérité minimale conduisant à un basculement permanent du relais GP250 – Comparaison entre les deux configurations électriques	192
7.51	Tension mesurée aux bornes du relais 2 lors du basculement – Choc pyrotechnique	193
7.52	Niveau de choc minimum conduisant aux différents modes de dysfonctionnement électrique	194

7.53	Évolution du paramètre λ en fonction de l'amplitude asymptotique du SRC – Relais 2	195
7.54	Évolution temporelle de l'effort de contact lors d'un choc conduisant à une perte de contact	199
7.55	Évolution de l'accélération limite A_{\max} en fonction de la fréquence d'excitation .	200
A.1	Évolution de la norme SN en fonction de celle de RN (méthode LC)	237
B.1	Disposition des huit tiges filetées sur les plaques en acier et en aluminium	240
B.2	Modèle éléments finis du dispositif d'essais double plaque en configuration verticale sans équipement	241
B.3	Modèle éléments finis de l'équipement	242
B.4	Modèle éléments finis du dispositif d'essais double plaque en configuration verticale avec maquette de l'équipement	243
B.5	Moyen d'essais à deux plaques verticales	245
B.6	Localisation des accéléromètres sur la plaque de base	246
B.7	Localisation des accéléromètres sur la plaque support	246
B.8	Dispositif d'essai en configuration double plaque avec équipement	248
B.9	Schéma du bloc d'aluminium	248
B.10	Déformée modale à 49 Hz - Configuration double plaque sans équipement	250
B.11	Déformée modale à 188 Hz - Configuration double plaque sans équipement . . .	250
B.12	Déformée modale à 49 Hz - Configuration double plaque avec maquette de l'équipement	251
B.13	Déformée modale à 180 Hz - Configuration double plaque avec maquette de l'équipement Septa	252
C.1	Capteur accélérométrique ISOTRON 7255A-01	253
C.2	Capteur accélérométrique DYTRAN 3100B	259
C.3	Capteur de force DYTRAN 5850B	269
C.4	Capteur de force DYTRAN 1061V2	275

Liste des tableaux

1.1	Applications pyrotechniques dans l'aéronautique [FIL99]	3
3.1	Correspondance entre canaux et points de mesures	31
3.2	Correspondance entre canaux et points de mesures	32
4.1	Caractéristiques physiques de la plaque	40
4.2	Paramètres d'acquisition	43
4.3	Propriétés mécaniques recalées de la plaque	45
4.4	Correspondance modale – Modèle bidimensionnel	46
4.5	Correspondance modale – Modèle tridimensionnel	47
4.6	Comparaison des indicateurs statistiques globaux pour les différents essais réalisés	53
5.1	Caractéristiques du CME unidimensionnel de référence	64
5.2	Correspondance entre SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques « locaux »	65
5.3	Caractéristiques du CME tridimensionnel	74
5.4	Correspondance entre SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques « locaux »	74
5.5	Caractéristiques du CME tridimensionnel symétrique	78
5.6	Caractéristiques du CME identifiées à partir de configurations plus complexes du dispositif de test pyrotechnique	89
5.7	Application du CME de référence	89
6.1	Caractéristiques physiques du système à 3DL	107
6.2	Caractéristiques modales du système à 3DL	107
6.3	Paramètres de simulation	108
6.4	Propriétés géométriques et physiques de la poutre	110
6.5	Paramètres d'acquisition	112
6.6	Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques – Méthode de Wiener	115
6.7	Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques – Méthode de décomposition par ondelettes	118
6.8	Paramètres d'acquisition	120
6.9	Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques	122
6.10	Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques	127

6.11	Comparaison des SRC expérimentaux et simulés sur base des indicateurs statistiques	132
6.12	Influence de la durée de l'ondelette analysante τ – Ecartis moyens entre les SRC expérimentaux et simulés	136
6.13	Correspondance entre les SRC expérimentaux et simulés	138
6.14	Comparaison entre les caractéristiques du CME et celles estimées à partir de l'analyse en ondelettes	141
7.1	Caractéristiques physiques du relais GP250	157
7.2	Caractéristique du testeur de composants LCR55	170
7.3	Caractéristiques mesurées et calculées du circuit magnétique en configuration fermée	171
7.4	Caractéristiques de l'accéléromètres Brüel & Kjaer 4393	177
7.5	Caractéristiques modales du relais	178
7.6	Caractéristiques physiques de la partie mobile du relais	179
7.7	Paramètres de l'essai de tenue aux chocs pour les différentes classes de sévérité .	182
7.8	Identification du comportement asymptotique des différents chocs réalisés . . .	188
7.9	Correspondance entre les différentes anomalies électriques et les niveaux de choc	193
7.10	Propriétés physiques du cuivre	195
7.11	Influence de la raideur de contact k sur les fréquences propres de la lame mobile	196
7.12	Évolution de l'accélération A en fonction de la raideur de contact k	197
7.13	Évolution de l'accélération minimale A en fonction de la raideur de contact k ($\tau=0.2$ ms)	198
7.14	Évolution de l'accélération minimale A en fonction de la durée de l'excitation τ ($k= 10000$ N/m)	198
B.1	Propriétés physiques et géométriques du dispositif double plaque	241
B.2	Paramètres d'acquisition	246
B.3	Résultats ICATS - configuration double plaque sans équipement	247
B.4	Résultats ICATS - Configuration double plaque avec équipement	249
B.5	Corrélation entre les modes expérimentaux et ceux déduits à partir du modèle éléments finis pour une configuration double plaque sans équipement	251
B.6	Corrélation entre les modes expérimentaux et ceux déduits à partir du modèle éléments finis pour une configuration double plaque avec maquette de l'équipement	252
C.1	Spécifications du capteur accélérométrique ISOTRON 7255A-01	253
C.2	Spécifications du capteur accélérométrique DYTRAN 3100B	259
C.3	Spécifications du capteur accélérométrique Brüel & Kjaer 4393	263
C.4	Spécifications du capteur de force DYTRAN 5850B	269
C.5	Spécifications du capteur de force DYTRAN 1061V2	275

Annexes

Méthodes d'identification des forces d'excitation dans le domaine fréquentiel – La méthode de régularisation

A.1 Position du problème

Dans le domaine fréquentiel, pour une structure linéaire, la matrice des fonctions de réponse en fréquence $[H]$ relie, à chaque pulsation ω les réponses $\{x\}$ aux forces d'excitation $\{f\}$:

$$\{x(\omega)\} = [H(\omega)] \{f\}(\omega) \quad (\text{A.1})$$

Cette matrice des fonctions de réponse en fréquence $[H]$ peut être déterminée de différentes façons :

- soit à partir d'un modèle physique de la structure exploitant les matrices de masse $[M]$, de raideur $[K]$ et d'amortissement $[C]$ déduites généralement d'une approche aux éléments finis :

$$[H] = ([K] + j\omega [C] - \omega^2 [M])^{-1} \quad (\text{A.2})$$

- soit à partir des paramètres modaux de la structure, eux-mêmes identifiés expérimentalement ou tirés d'un modèle aux éléments finis :

$$[H] = \sum_k^{\infty} \{\Psi_k\} \frac{1}{j\omega - \lambda_k} \{\Psi_k\}^T + \sum_k^{\infty} \{\Psi_k\}^* \frac{1}{j\omega - \lambda_k^*} \{\Psi_k\}^H \quad (\text{A.3})$$

avec $\{\Psi_k\}$ et λ_k représentant respectivement le mode propre k et le pôle correspondant. Les exposants T , * et H désignent respectivement une matrice transposée, conjuguée et hermitienne (transposée et conjuguée).

- soit enfin par mesure directe sur la structure entre couples de nœuds (i,j) de réponse $x_i(t)$ et d'excitation $f_j(t)$

$$\left. \begin{array}{l} f_j(t) \xrightarrow{FFT} F_j(\omega) \\ x_i(t) \xrightarrow{FFT} X_i(\omega) \end{array} \right\} \Rightarrow H_{ij}(\omega) = \frac{X_i(\omega)}{F_j(\omega)} \quad (\text{A.4})$$

L'identification de forces d'excitation passe par l'inversion de la relation (A.1). Elle consiste à exprimer les forces localisées aux nœuds d'excitation en fonction de réponses mesurées sur la structure et de la matrice des fonctions de réponse en fréquence.

$$\{f_{id}(\omega)\} = F(\{x(\omega)\}, [H(\omega)]) \quad (\text{A.5})$$

Dans cette relation, le nombre de réponses mesurées N_x doit constamment être supérieur au nombre de forces à identifier N_f . Dans le cas contraire, le système (A.1) n'admettrait pas de solution unique. De plus, toutes les grandeurs mesurées étant entachées d'erreurs, on peut espérer, par effet de moyenne, réduire leur nuisance en augmentant le nombre de mesures. La matrice $[H]$ n'est donc pas carrée et les techniques d'identification doivent alors exploiter une généralisation de la relation d'inversion.

Pour des systèmes linéaires, la relation (A.5) peut s'exprimer de la manière suivante

$$\{f_{id}(\omega)\} = [G(\omega)] \{x(\omega)\} \quad (\text{A.6})$$

dans laquelle la matrice $[G]$ désigne l'inverse généralisée de $[H]$.

A.2 Méthode en coordonnées principales

Dans cette méthode [HIL83], les forces d'excitation sont identifiées par pseudo-inversion de la relation réponses – efforts (A.1) :

$$\{f_{id}\} = [H]^+ \{x\} \quad (\text{A.7})$$

où $[H]^+$ désigne la pseudoinverse, définie à partir de :

$$[H]^+ [H] = [I] \quad (\text{A.8})$$

La pseudoinverse $[H]^+$ peut être estimée directement à partir de l'expression suivante :

$$[H]^+ = ([H]^H [H])^{-1} [H]^H \quad (\text{A.9})$$

La méthode en coordonnées principales est équivalente à une résolution au sens des moindres carrés du système (A.1), à savoir, rechercher les forces $\{f\}$ qui minimisent l'écart ϵ entre $\{x\}$ et $[H] \{f\}$:

$$\epsilon = \min_{\{f\}} \|\{x\} - [H] \{f\}\|^2 \quad (\text{A.10})$$

En effet,

$$\min_{\{f\}} \|\{x\} - [H] \{f\}\|^2 = \min_{\{f\}} (\{x\} - [H] \{f\})^H (\{x\} - [H] \{f\}) \quad (\text{A.11})$$

$$= \min_{\{f\}} (\{x\}^H \{x\} + \{f\}^H [H]^H [H] \{f\} - 2\{f\}^H [H]^H \{x\}) \quad (\text{A.12})$$

En égalant à zéro la différentielle ϵ par rapport à $\{f\}$, on obtient :

$$\min_{\{f\}} \|\{x\} - [H] \{f\}\|^2 \Leftrightarrow 2[H]^H [H] \{f\} - 2[H]^H \{x\} = 0 \quad (\text{A.13})$$

On retrouve bien la pseudoinverse (A.9) :

$$\{f_{\text{id}}\} = ([H]^H [H])^{-1} [H]^H \{x\} \quad (\text{A.14})$$

A.3 Méthode de régularisation

Cette méthode [TIK77] procède par optimisation d'une fonction d'erreur ϵ construite au départ de deux termes. Le premier représente l'erreur entre réponses mesurées et réponses calculées à partir des forces identifiées et correspond à la fonction d'erreur de la méthode en coordonnées principales. Le second terme, représentant la norme du vecteur force pondérée par un paramètre β dit de régularisation, a pour objet de rendre la méthode moins sensible aux erreurs de mesures :

$$\epsilon = \min_{\{f\}} (\|\{x\} - [H] \{f\}\|^2 + \beta \|\{f\}\|^2) \quad (\text{A.15})$$

En développant les normes, la fonction erreur ϵ peut se mettre sous la forme :

$$\epsilon = \min_{\{f\}} (\{x\} - [H] \{f\})^H (\{x\} - [H] \{f\}) + \beta \{f\}^H \{f\} \quad (\text{A.16})$$

$$= \min_{\{f\}} (\{x\}^H \{x\} + \{f\}^H [H]^H [H] \{f\} - 2\{f\}^H [H]^H \{x\}) + \beta \{f\}^H \{f\} \quad (\text{A.17})$$

En égalant à zéro la différentielle de ϵ par rapport à $\{f\}$:

$$\epsilon = \min_{\{f\}} \|\{x\} - [H] \{f\}\|^2 + \beta \|\{f\}\|^2 \Leftrightarrow 2[H]^H [H] \{f\} - 2[H]^H \{x\} + 2\beta \{f\} = 0 \quad (\text{A.18})$$

on montre que le vecteur force s'exprime par :

$$\{f_{\text{id}}\} = ([H]^H [H] + \beta [I])^{-1} [H]^H \{x\} \quad (\text{A.19})$$

La différence par rapport à la relation (A.14), relative à la méthode en coordonnées principales, montre que la méthode de régularisation revient à ajouter une matrice identité

multipliée par le paramètre de régularisation β dans le calcul de la pseudoinverse.

La complexité de la méthode de régularisation réside dans la détermination d'une valeur du paramètre de régularisation β optimal qui lui assure une précision et une robustesse suffisantes. En effet, d'une part le paramètre optimal doit minimiser l'erreur entre les forces identifiées et les forces réelles or celles-ci constituent l'inconnue du problème. D'autre part, il dépend de paramètres qu'il est délicat de définir avec précision comme par exemple le type ou le niveau de bruit entachant les réponses mesurées.

Malgré ces difficultés, diverses méthodes pour la détermination du paramètre de régularisation β peuvent être trouvées dans la littérature, telles que les méthodes **GCV** (pour « Generalized Cross Validation ») [GOL79, HAD01] et la méthode **LC** (pour « L Curve ») [HAD01]. Ces deux méthodes permettent de déterminer une valeur du paramètre de régularisation β à partir uniquement des données du problème d'identification et ne nécessitent aucune autre information supplémentaire. Dans ce travail, nous présenterons uniquement, à titre informatif, la méthode **LC**.

A.4 Méthode LC

Cette méthode permet de déterminer le paramètre de régularisation de manière graphique [HAD01]. Elle a été développée pour la régularisation au sens de Tikhonov, telle que celle mise en œuvre ici, où on recherche l'optimum d'une fonction objectif composée de deux termes, un résidu appelé RN (Residual Norm) et la norme de la solution, désignée par SN (Semi-Norm), pondérée par un paramètre. Par rapport à (A.15), on a :

$$\text{RN} = \|\{x\} - [H]\{f\}\|^2 \quad (\text{A.20})$$

$$\text{SN} = \|\{f\}\|^2 \quad (\text{A.21})$$

La méthode consiste simplement à porter en graphique, en utilisant une échelle logarithmique, l'évolution de SN en fonction de RN. La courbe obtenue a une forme caractéristique en L et chaque point de celle-ci correspond à une valeur particulière du paramètre de régularisation (Figure A.1).

Le paramètre de régularisation optimal est défini comme celui correspondant à la transition entre les deux branches de la courbe, c'est-à-dire là où la courbure atteint son maximum.

On peut rapidement justifier la forme de cette courbe pour un système mal conditionné par les observations suivantes. Pour β faible, la méthode revient à minimiser l'écart entre réponses mesurées et calculées, RN tend alors vers 0, et en raison des erreurs de mesures amplifiées par

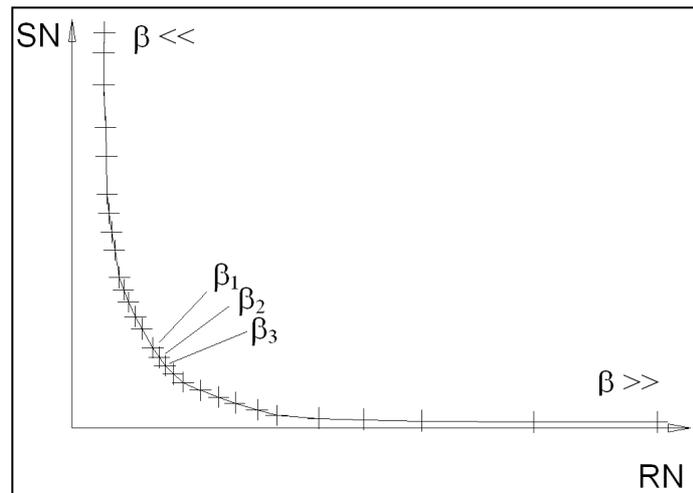


FIG. A.1 – Évolution de la norme SN en fonction de celle de RN (méthode LC)

l'inverse de valeurs singulières très faibles, SN prend des valeurs très importantes. On retrouve ainsi la partie verticale de la courbe. A l'opposé, lorsque β devient important, l'adéquation calculs – mesures n'a plus qu'une importance relativement faible dans la fonction d'erreur, le second terme étant prépondérant, SN tend vers 0 et RN croît avec β . Ceci justifie la partie horizontale de la courbe.

La valeur charnière entre les deux branches de la courbe traduit l'équilibre entre la vérification des mesures et la limitation de l'amplification des erreurs sur les forces d'excitation, c'est pourquoi elle est définie comme la valeur optimale du paramètre de régularisation β . Précision que le paramètre de régularisation optimal β doit être déterminé pour chaque pulsation ω .

Modèle éléments finis des dispositifs double plaque et validation dans le domaine modal

B.1 Modélisation des dispositifs pyrotechniques en configuration double plaque

B.1.1 Description du modèle éléments finis du dispositif de test pyrotechnique sans maquette d'équipement électronique

Le système à modéliser correspond à un dispositif double plaque composé d'une plaque de base carrée en acier, de dimensions 1 m x 1 m x 0.015 m, et d'une plaque support rectangulaire en aluminium de dimensions 0.8 m x 0.6 m x 0.006 m. Les deux plaques sont reliées entre elles au moyen de huit tiges filetées, chacune d'un diamètre de 8 mm, dont la disposition est illustrée à la Figure B.1. Les tiges filetées ont une longueur active de 50 mm permettant ainsi un écartement constant entre les deux plaques.

Les plaques ont été modélisées par des éléments parallélépipédiques à faces carrées définis par huit nœuds avec six degrés de liberté par nœud (trois translations et trois rotations). La taille des éléments est un paramètre significatif dans la simulation et doit être choisie en fonction de la gamme fréquentielle que l'on souhaite analyser. Étant donné que les spécifications des équipements électroniques sont généralement définies dans la bande de fréquences [0 – 10 kHz], le modèle éléments finis devra pouvoir être capable de décrire avec précision le comportement vibratoire de la plaque dans cette même bande de fréquences.

Théoriquement, la taille des éléments doit être inférieure à la plus petite longueur d'onde des phénomènes physiques que l'on souhaite modéliser. Dans le cadre de notre étude, nous nous sommes principalement intéressé aux modes de flexion. Pour une plaque uniforme et infinie, la longueur d'onde λ associée aux ondes de flexion est donnée par [GOR82, GER93] :

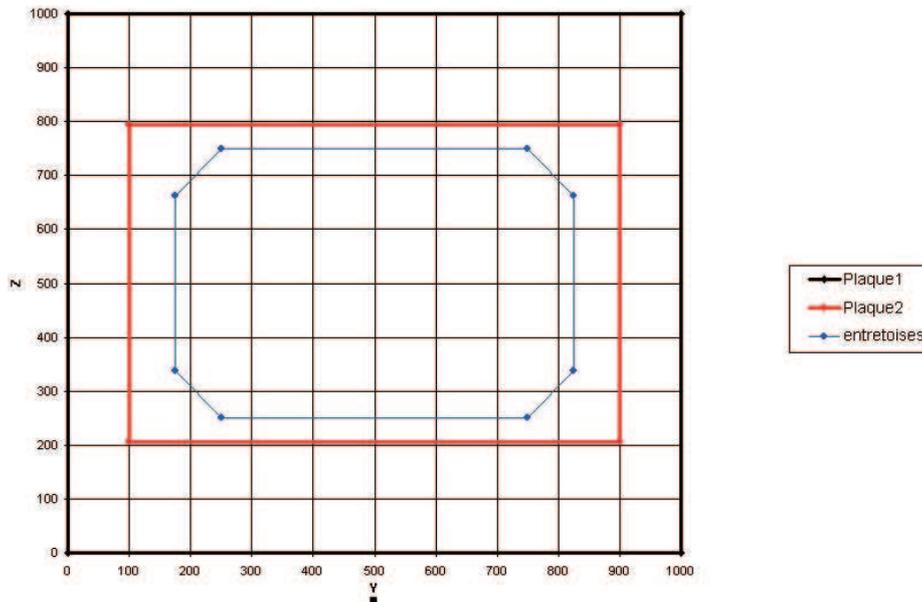


FIG. B.1 – Disposition des huit tiges filetées sur les plaques en acier et en aluminium

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\pi}{f}} \left(\frac{D}{M_s} \right)^{1/4} \quad (\text{B.1})$$

$$D = \frac{E h^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (\text{B.2})$$

où M_s représente la masse surfacique, E le module d'élasticité de Young, ν le rapport de Poisson, h l'épaisseur de la plaque et f la fréquence de l'onde de flexion. Nous avons considéré pour définir la taille des éléments une longueur d'onde « critique » λ_c correspondant à une fréquence de 10 kHz. Le choix de cette fréquence s'explique par le fait que tous les enregistrements temporels que nous avons exploités sont filtrés par un filtre *anti-aliasing* de fréquence de coupure de 10 kHz. Le Tableau B.1 renseigne sur les caractéristiques physiques et géométriques des deux plaques.

Pour chaque plaque, nous avons défini une taille d'élément de telle manière à respecter un nombre de 6 éléments par longueur d'onde « critique ». Les tiges filetées ont été simplement modélisées par des éléments « poutre », codifiés **BEAM4** dans **ANSYS**. L'exploitation d'un élément de type **BEAM4** nécessite la connaissance de l'aire A , et des moments d'inertie géométrique I_{yy} et I_{zz} de la section droite de la poutre, celle-ci étant définie axialement selon l'axe x .

Les élingues en acier supportant la structure ont été modélisées par des éléments de type « câble », codifié **LINK10** dans **ANSYS**. Ces câbles présentent les propriétés physiques et géométriques suivantes :

TAB. B.1 – Propriétés physiques et géométriques du dispositif double plaque

	Plaque en acier	Plaque en aluminium
E	210 GPa	69 GPa
ρ	7850 kg/m ³	2715 kg/m ³
ν	0.3	0.346
h	0.015 m	0.006 m
f	10000 Hz	10000 Hz
λ	0.121 m	0.0605 m

$$E_{\text{cable}} = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2 ; \varnothing_{\text{cable}} = 0.02 \text{ m} ; L_{\text{cable}} = 0.3 \text{ m}$$

où E_{cable} , $\varnothing_{\text{cable}}$ et L_{cable} représentent respectivement le module d'élasticité de Young, le diamètre et la longueur des câbles. Dans nos modèles éléments finis, les câbles ont leur extrémité inférieure solidarisée à la plaque de base et leur extrémité supérieure attachée au bâti.

Le modèle éléments finis du dispositif d'essais est illustré à la Figure B.2

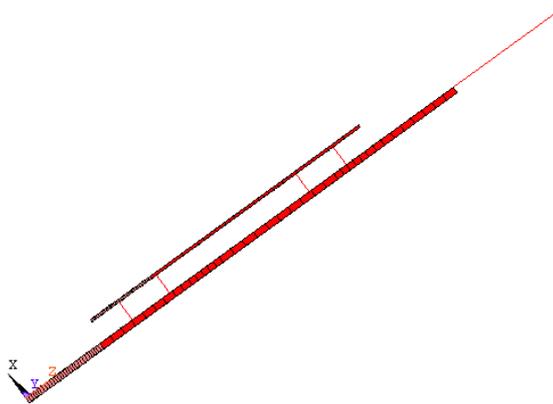


FIG. B.2 – Modèle éléments finis du dispositif d'essais double plaque en configuration verticale sans équipement

B.1.2 Description du modèle éléments finis du dispositif d'essais avec une maquette simulant un équipement électronique

Un modèle du dispositif d'essais à double plaque avec maquette de l'équipement *Septa*^a a été également développé. Dans ce modèle, les plaques et les entretoises ont été modélisées à partir du modèle décrit à la section précédente mais pour lequel le maillage a été légèrement adapté pour faire coïncider les nœuds du plan de pose de la maquette avec les nœuds de la plaque support (plaque en aluminium).

Le socle et le bloc ont également été discrétisés à l'aide d'éléments parallélépipédiques (*SOLID73*). Nous avons défini 18 éléments sur chaque côté du bloc et 2 sur la hauteur. La hauteur a par ailleurs été légèrement adaptée de manière à conserver la masse de la maquette. La fixation de la maquette sur la plaque support a été réalisée en fusionnant les nœuds de la maquette et de la plaque au droit des vis de fixation. Le modèle de la maquette est donné à la Figure B.3.

La Figure B.4 illustre le modèle éléments finis complet du dispositif expérimental.

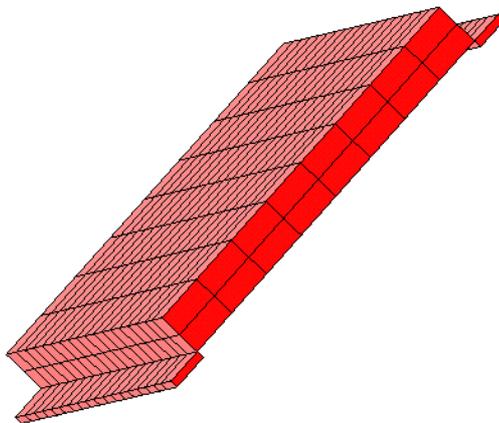


FIG. B.3 – Modèle éléments finis de l'équipement

B.2 Tests de caractérisation modale

B.2.1 Introduction

Les tests de caractérisation modale ont pour objet l'identification des modes propres de vibrations de la structure étudiée : forme des modes, fréquences propres et degrés d'amortissement réduit. C'est, de manière pratique, l'information la plus couramment exploitée

^aLe *Septa* est un équipement électronique embarqué sur Ariane 5.

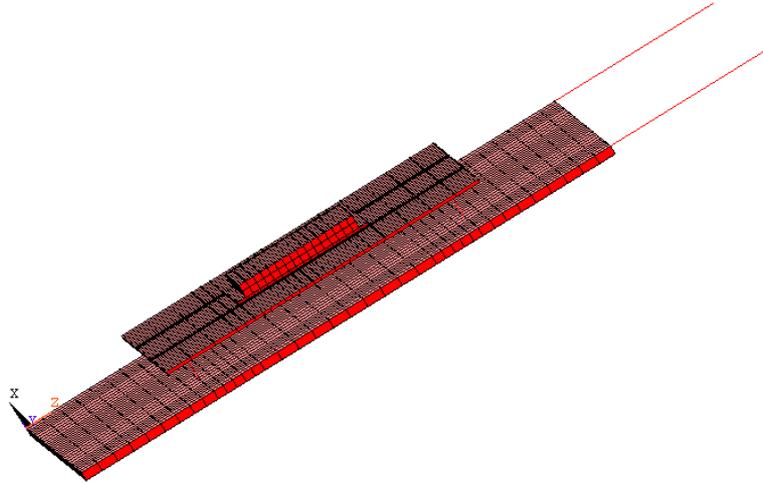


FIG. B.4 – Modèle éléments finis du dispositif d’essais double plaque en configuration verticale avec maquette de l’équipement

pour vérifier la qualité des modèles et, le cas échéant, corriger ceux-ci (*cf.* par exemple [ALG99]).

Les analyses modales utilisées sont basées sur des méthodes dont une description peut être trouvée dans [MAI97], au départ du logiciel commercial ICATS [ICATS].

Ces analyses se basent, classiquement, sur les fonctions de réponse en fréquence (FRF) disponibles expérimentalement. Le premier volet de la caractérisation modale a donc consisté en un relevé d’ensemble de fonctions de réponse en fréquence sur chacun des dispositifs de test pyrotechniques. Les fonctions de réponse en fréquence $H_{ij}(\omega)$ ont été identifiées à partir de la mesure directe sur la structure de la réponse $x_i(t)$ et de l’excitation $f_j(t)$:

$$\left. \begin{array}{l} f_j(t) \xrightarrow{FFT} F_j(\omega) \\ x_i(t) \xrightarrow{FFT} X_i(\omega) \end{array} \right\} \Rightarrow H_{ij}(\omega) = \frac{X_i(\omega)}{F_j(\omega)}$$

où $x_i(t)$ représente l’évolution temporelle de la réponse au point de mesure i si une excitation $f_j(t)$ est appliquée au point j . A partir des grandeurs $X_i(\omega)$ et $F_j(\omega)$ représentant les transformées de Fourier de ces deux évolutions temporelles, on fait aisément apparaître la fonction de réponse en fréquence $H_{ij}(\omega)$.

En pratique, la Fonction de Réponse en Fréquence $H_{ij}(\omega)$ est évaluée à partir du rapport entre la densité spectrale de puissance $S_{XX}(\omega)$ de la réponse $x_i(t)$ et de la densité spectrale de puissance croisée $S_{XF}(\omega)$ entre la réponse $x_i(t)$ et l’excitation $f_j(t)$ [DEH01] :

$$\hat{H}(\omega) = \frac{S_{XX}(\omega)}{S_{XF}(\omega)} \quad (\text{B.3})$$

De manière générale, la Fonction de Réponse en Fréquence $H_{ij}(\omega)$ peut être exprimée à partir des caractéristiques modales de la structure par la relation suivante [MAI97, CON00] :

$$H_{ij}(\omega) = \sum_{k=1}^N \frac{r_{ijk}}{j\omega - \lambda_k} + \sum_{k=1}^N \frac{r_{ijk}^*}{j\omega - \lambda_k^*} \quad (\text{B.4})$$

où N désigne le nombre de modes propres de la structure dans la gamme de fréquences analysée. Pour un mode k , r_{ijk} et λ_k sont respectivement le résidu et le pôle. Le pôle λ_k est relié aux caractéristiques modales du mode k par l'intermédiaire de ses parties réelle $\Re(\lambda_k)$ et imaginaire $\Im(\lambda_k)$:

$$\Re(\lambda_k) = -\xi_k \omega_{0k} \quad (\text{B.5})$$

$$\Im(\lambda_k) = \omega_{0k} \sqrt{1 - \xi_k^2} \quad (\text{B.6})$$

où ω_{0k} et ξ_k représentent respectivement la pulsation propre non amortie et le degré d'amortissement réduit du mode k .

Si l'excitation s'effectue toujours au même nœud (autrement dit, à j constant), alors les résidus r_{ijk} sont proportionnels aux composantes du vecteur modal $\vec{\psi}_k$:

$$\begin{pmatrix} r_{1jk} \\ \vdots \\ r_{ijk} \\ \vdots \\ r_{Njk} \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} \psi_k^{(1)} \\ \vdots \\ \psi_k^{(i)} \\ \vdots \\ \psi_k^{(N)} \end{pmatrix} \quad (\text{B.7})$$

où $\psi_k^{(i)}$ désigne la i -ème composante du vecteur modal associé au mode propre k .

B.2.2 Analyse modale du moyen d'essai en configuration double plaque sans équipement

Le système étudié est le dispositif pyrotechnique double plaque représenté à la Figure B.5. Les Figures B.6 et B.7 indiquent la localisation des points de mesure respectivement sur la plaque de base (plaque en acier) et la plaque support (plaque en aluminium) ; ils sont au nombre de 14. C'est en ces différents points que sont fixés les accéléromètres permettant de relever les réponses de la structure. Un marteau instrumenté d'un capteur de force

DYTRAN 1061V2, de sensibilité égale à 888 N/V a été utilisé pour exciter la structure^b. Pour limiter les erreurs dues à l'expérimentateur, chaque impact a été répété 4 fois et les fonctions de réponse en fréquence sont estimées à partir de la moyenne des essais. Les coups de marteau ont été donnés sur la plaque de base dans la direction perpendiculaire à la plaque (direction X).



FIG. B.5 – Moyen d'essais à deux plaques verticales

Le principal matériel utilisé est le suivant :

- un marteau instrumenté, équipé d'un capteur de force DYTRAN 1061V2, de sensibilité égale à 888 N/V,
- sept accéléromètres DYTRAN 3100B, d'une sensibilité de 100 mV/g, fixés à la plaque de base par un aimant intégré^c,
- sept accéléromètres DYTRAN 3100B, d'une sensibilité de 100 mV/g, collé à la plaque d'aluminium,
- une carte d'acquisition OROS-25 à huit canaux d'acquisition, dont les paramètres d'acquisition sont renseignés au Tableau B.2.

Etant donné qu'il y a au total 14 nœuds expérimentaux, et que la carte OROS ne dispose que de huit canaux, il est indispensable d'effectuer deux séries de mesures.

Une analyse modale globale pratiquée, à l'aide du logiciel commercial ICATS, sur les 14 fonctions de transfert relevées expérimentalement a permis d'identifier 19 modes propres dans la bande de fréquence [0 – 1 kHz]. Le Tableau B.3 reprend les différentes fréquences propres

^bLa datasheet complète de l'accéléromètre DYTRAN 1061V2 est donnée à l'annexe C.

^cLa datasheet complète de l'accéléromètre DYTRAN 3100B est donnée à l'annexe C.

TAB. B.2 – Paramètres d’acquisition

Type d’excitation	impulsionnelle (au marteau)
Nombre d’accéléromètres	14
Gamme de fréquence	1000 Hz
Résolution fréquentielle	0.625 Hz
Nombre de moyennes	4
Fenêtrage d’entrée	rectangulaire
Fenêtrage de sortie	exponentiel

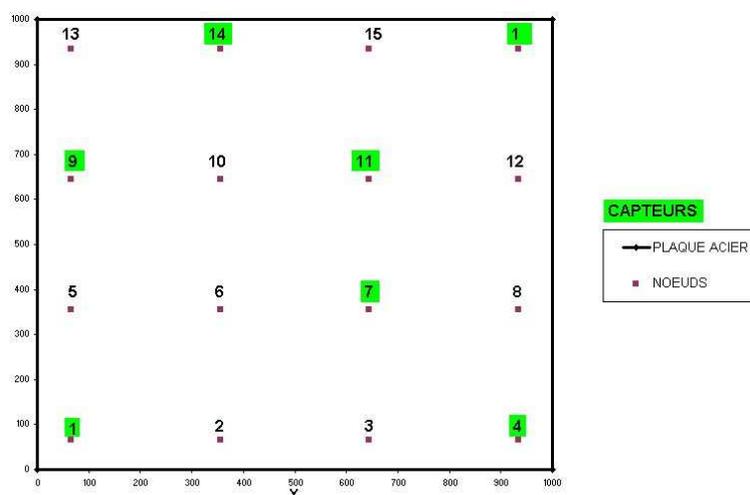


FIG. B.6 – Localisation des accéléromètres sur la plaque de base

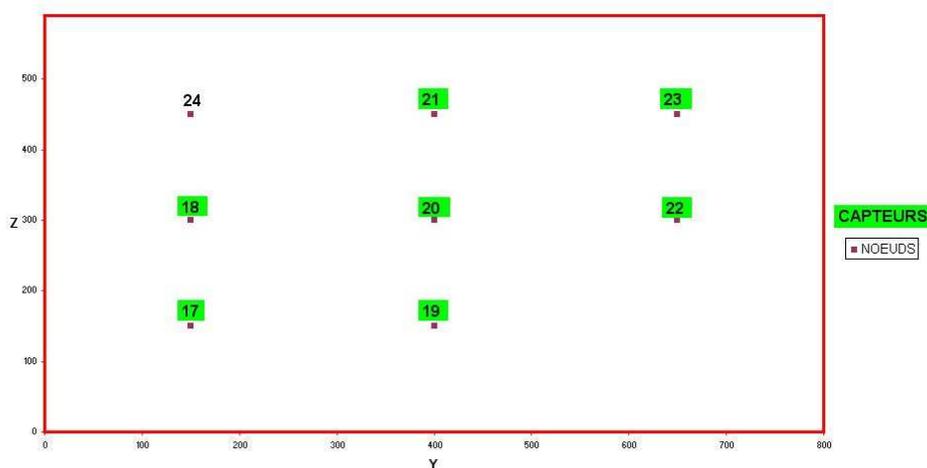


FIG. B.7 – Localisation des accéléromètres sur la plaque support

identifiées pour le système double plaque sans équipement.

TAB. B.3 – Résultats ICATS - configuration double plaque sans équipement

Mode	f^E (Hz)
1	48.67
2	92.72
3	126.38
4	188.21
5	234.08
6	254.60
7	260.81
8	290.88
9	389.27
10	436.44
11	451.59
12	479.73
13	557.68
14	567.06
15	689.96
16	732.16
17	756.22
18	793.51
19	893.64

Pour ces 19 modes, le degré d'amortissement réduit moyen est de 0.15%, moyenne à laquelle correspond un écart-type de 0.09%. Ces faibles valeurs sont en accord avec la réalité physique d'une structure purement métallique en régime libre-libre et dissipant donc peu d'énergie.

B.2.3 Analyse modale du moyen d'essais en configuration double plaque avec maquette d'un équipement électronique

Le système étudié est le dispositif d'essai à double plaque traité dans la section précédente, un bloc d'aluminium représentant une maquette de l'équipement **Septa** ayant été fixé sur la plaque en aluminium (Figure B.8). Le bloc utilisé est représenté à la Figure B.9. Il s'agit d'un bloc en aluminium de forme parallélépipédique, fixé dans la partie centrale de la plaque en aluminium d'épaisseur 6 mm à l'aide de 10 tiges filetées M4 réparties symétriquement sur toute la longueur de son socle.



FIG. B.8 – Dispositif d'essai en configuration double plaque avec équipement

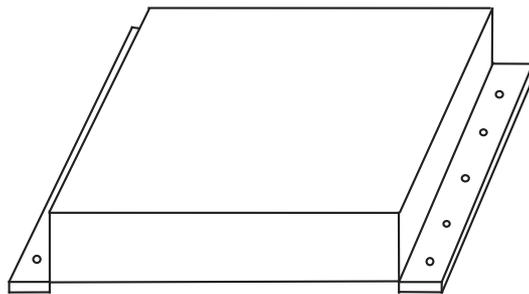


FIG. B.9 – Schéma du bloc d'aluminium

La disposition des accéléromètres sur la plaque de base et sur la plaque support est la même que celle prise dans l'analyse modale du dispositif d'essai sans équipement (Figure B.6 et B.7). La direction de mesure est celle perpendiculaire au plan de la plaque. L'excitation a été imposée au marteau instrumenté au niveau du point 1 suivant la même direction ; chaque impact a été répété 4 fois et les fonctions de réponse en fréquence sont estimées à partir de la moyenne des essais. Ces essais nous ont donc permis de mesurer un ensemble de 14 fonctions de réponse en fréquence. Nous avons limité nos mesures à la bande de fréquences [0 - 1 kHz] avec un pas de discrétisation imposé à 0.625 Hz.

Une analyse modale globale pratiquée sur les 14 fonctions de réponse en fréquence exploitées a permis d'identifier 24 modes propres entre 0 et 1000 Hz. Le Tableau B.4 reprend les différentes fréquences propres identifiées pour le système double plaque avec maquette de l'équipement *Septa*.

TAB. B.4 – Résultats ICATS - Configuration double plaque avec équipement

Mode	f^E (Hz)
1	49.09
2	94.36
3	126.97
4	179.70
5	224.80
6	234.11
7	281.25
8	339.15
9	391.39
10	413.86
11	436.69
12	453.93
13	467.62
14	480.67
15	494.82
16	554.19
17	558.63
18	563.26
19	592.58
20	599.72
21	732.21
22	755.64
23	791.48
24	894.64

B.3 Validation modale

Pour le dispositif de test en configuration double plaque sans équipement, 60 modes propres ont été extraits du modèle éléments finis et 19 modes propres ont été identifiés à partir des fonctions de réponse en fréquence mesurées dans la gamme fréquentielle [0 – 1 kHz]. Le Tableau B.5 détaille les 13 modes expérimentaux et simulés qui sont corrélés avec une valeur du MAC supérieure à 0.6 et un écart fréquentiel Δ_k inférieur à 10 %. Les Figures B.10 et B.11 montrent, à titre illustratif, les déformées modales correspondant respectivement aux modes propres à 49 Hz et 188 Hz.

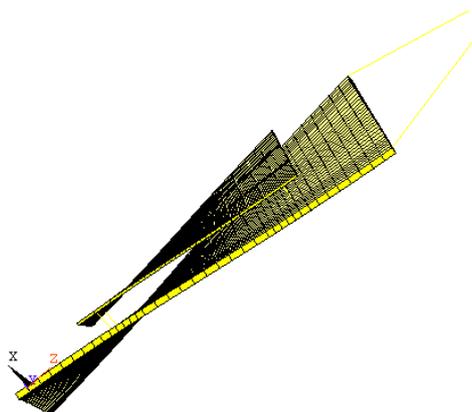


FIG. B.10 – Déformée modale à 49 Hz - Configuration double plaque sans équipement

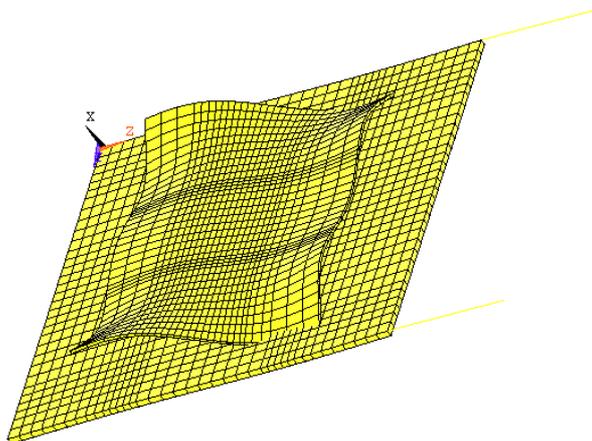


FIG. B.11 – Déformée modale à 188 Hz - Configuration double plaque sans équipement

Pour le dispositif de test en configuration double plaque avec maquette de l'équipement *Septa*, 59 modes propres ont été extraits du modèle éléments finis et 24 modes ont été identifiés à partir des fonctions de réponse en fréquence relevées dans la gamme fréquentielle [0 – 1 kHz]. Le Tableau B.6 résume les 12 modes expérimentaux et simulés qui sont corrélés avec une valeur du MAC supérieure à 0.6 et un écart fréquentiel Δ_k inférieur à 10 %. Les Figures B.12 et B.13 montrent les déformées modales associées respectivement aux modes propres à 49 Hz et 180 Hz.

Sur base de ces résultats, on peut raisonnablement valider nos modèles éléments finis jusqu'à 1000 Hz : les écarts fréquentiels relatifs Δ_k sont faibles et les valeurs des MAC indiquent une bonne corrélation entre les déformées modales.

Nous avons néanmoins émis l'hypothèse que nos modèles éléments finis pouvaient être ex-

TAB. B.5 – Corrélation entre les modes expérimentaux et ceux déduits à partir du modèle éléments finis pour une configuration double plaque sans équipement

f^E (Hz)	f^M (Hz)	Δ_k (%)	MAC (%)
48.67	49.47	1.61	99.54
92.72	89.31	3.82	96.68
126.38	128.2	1.42	84.44
188.21	176.65	6.54	98.75
234.08	235.19	0.48	81.00
260.81	255.04	2.26	92.66
290.88	269.51	7.89	83.25
436.44	443.23	1.53	64.78
451.59	454.03	0.53	83.96
597.06	632.47	5.60	87.24
689.96	703.32	1.90	97.11
732.16	741.49	1.26	70.23
756.22	776.04	2.55	67.43

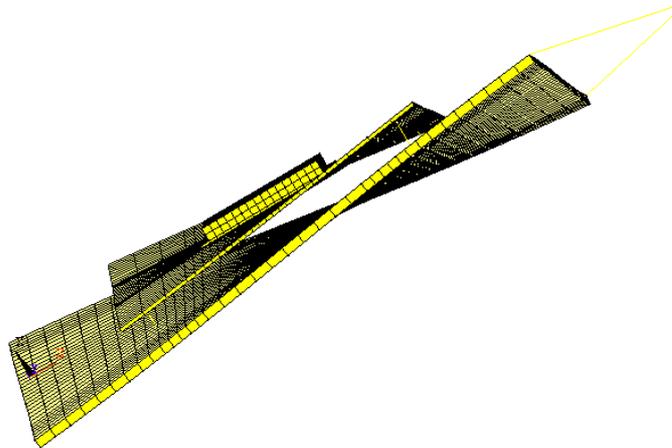


FIG. B.12 – Déformée modale à 49 Hz - Configuration double plaque avec maquette de l'équipement

trapolés à plus hautes fréquences, en particulier jusqu'à 10 kHz. Évidemment, cette hypothèse n'a de sens que si la taille des éléments est choisie de manière à respecter un nombre suffisant d'éléments par longueur d'onde. Rappelons que le choix de cette fréquence s'explique par le fait que tous les enregistrements temporels que nous avons exploités sont filtrés par un filtre *anti-aliasing* de fréquence de coupure de 10 kHz.

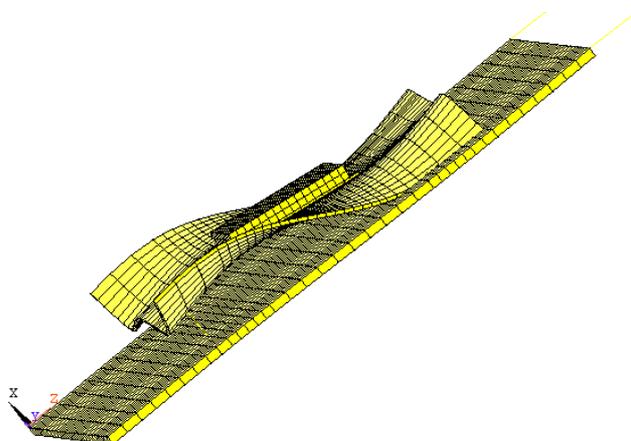


FIG. B.13 – Déformée modale à 180 Hz - Configuration double plaque avec maquette de l'équipement Septa

TAB. B.6 – Corrélation entre les modes expérimentaux et ceux déduits à partir du modèle éléments finis pour une configuration double plaque avec maquette de l'équipement

f^E (Hz)	f^M (Hz)	Δ_k (%)	MAC (%)
49.09	49.95	1.72	95.95
94.36	89.39	5.56	95.75
126.97	127.62	0.51	79.72
179.70	173.59	3.52	95.55
281.25	290.53	3.19	72.86
339.15	340.56	0.41	98.36
391.29	402.72	2.81	65.55
453.93	437.77	3.69	74.61
467.62	487.48	4.07	65.22
558.63	568.30	1.7	78.44
732.21	741.70	1.28	72.81
894.64	907.75	1.12	61.63

Datasheets des capteurs utilisés

C.1 Capteur accélérométrique ISOTRON 7255A-01

Le modèle ISOTRON 7255A-01 de chez ENDEVCO est un accéléromètre piézoélectrique, miniature et très léger avec une électronique intégrée (ICP). Cet accéléromètre est spécialement conçu pour les chocs pyrotechniques en champ proche et pour les mesures d'impacts mécaniques de hauts niveaux (Figure C.1). Ces accéléromètres ont une sensibilité égale à 0.1 mV/g et peuvent mesurer des vibrations jusqu'à 10 kHz (leur fréquence de résonance se situe au alentour de 15 kHz) dans une gamme d'amplitudes s'étalant de -50 à 50 kg.



FIG. C.1 – Capteur accélérométrique ISOTRON 7255A-01

Les principales caractéristiques de l'accéléromètre ISOTRON 7255A-01 sont reprises au Tableau C.1.

TAB. C.1 – Spécifications du capteur accélérométrique ISOTRON 7255A-01

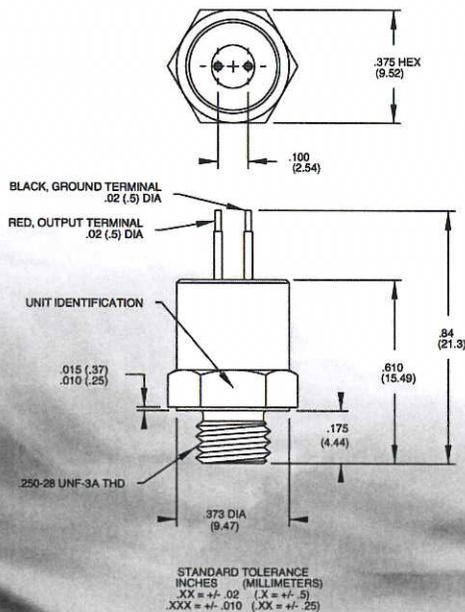
Spécification	Valeur	Unité
Conditionnement	ICP	
Sensibilité	0.1	mV/g
Gamme d'amplitudes	± 50000	g
Gamme de fréquences	10 à 10000	Hz
Fréquence de résonance	15	kHz
Masse totale	5	g

Endevco

Model 7255A -01,-1 Isotron[®] accelerometer

Features

- Low impedance output
- Built-in mechanical filter
- Hermetically sealed
- Light weight (5.0 gm)
- High-g/near-field shock applications

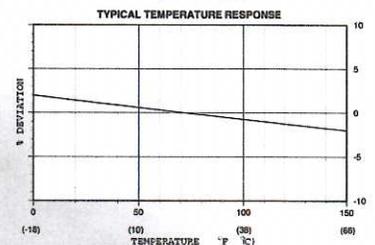
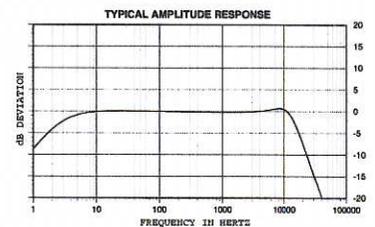


Description

The Endevco[®] Model 7255A Pyrotron is a miniature, lightweight piezoelectric accelerometer with integral electronics, designed specifically for near-field pyroshock and high-level mechanical impact measurements, where unwanted high frequency signals often mask the desired low-level, low frequency information. The unit incorporates a uniquely designed built-in mechanical filter system to effectively block out high frequency input spikes, protecting the sensing element from overstress. The Model 7255A-01 has a 50 000 g full scale output range and 300 000 g survivability. It is ideal for near-field, high-g measurement. For lower level shocks, a high output "-1" range (5000 g F.S.) is available.

The accelerometer incorporates an internal hybrid signal conditioner in a two-wire system which transmits its low impedance voltage output through the same cable that supplies the required constant current power. Signal ground is connected to the inner case of the unit which acts as a shield, and both the output and signal ground terminals are electrically isolated from the mounting surface. The accelerometer features an integral 1/4-28 mounting stud and two solder-pin terminals for output connection. Small gage, lightweight hook-up wires are required for error-free operation. The model number suffix indicates acceleration sensitivity in mV/g; i.e., 7255A-01 features output sensitivity of 0.1 mV/g.

Endevco signal conditioner Models 133, 2792B, 2793, 2775A or Oasis 2000 computer-controlled system, are recommended for use with this accelerometer.



MEGGITT
smart engineering for
extreme environments

Model 7255A -01,-1 Isotron[®] accelerometer

Endevco

SPECIFICATIONS

The following performance specifications conform to ISA-PP-37.2 (1964) and are typical values, referenced at +75°F (+24°C), 4 mA, and 100 Hz, unless otherwise noted. Calibration data, traceable to National Institute of Standards and Technology (NIST), is supplied.

DYNAMIC CHARACTERISTICS	Units	-01	-1
RANGE	g	±50 000	±5000
VOLTAGE SENSITIVITY			
Typical	mV/g	0.10	1.0
Minimum	mV/g	0.07	0.75
FREQUENCY RESPONSE			
		See Typical Amplitude Response	
Resonance Frequency, Mechanical filter	kHz	15	
Amplitude Response			
±3 dB, Typical	Hz	3 to 10 000	
TRANSVERSE SENSITIVITY			
		≤ 5	
TEMPERATURE RESPONSE			
		See Typical Curve	
AMPLITUDE NONLINEARITY			
		0.4/10 000 g	0.4/1000 g

OUTPUT CHARACTERISTICS

OUTPUT POLARITY	Acceleration directed into base of unit produces positive output		
DC OUTPUT BIAS VOLTAGE	Vdc	+8.5 to +11.5	
OUTPUT IMPEDANCE	Ω	≤ 100	
FULL SCALE OUTPUT VOLTAGE	V	±5	
RESOLUTION			
Broadband, 2 Hz to 10 kHz	equiv. g rms	0.50	0.05
GROUNDING			
		Case isolated from signal ground by 50 MΩ minimum at 50 Vdc	

POWER REQUIREMENT

SUPPLY VOLTAGE	Vdc	+18 to +24
SUPPLY CURRENT	mA	+2 to +20
+10 mA recommended		
WARM-UP TIME (to within 10% of final bias)	sec	<5

ENVIRONMENTAL CHARACTERISTICS

TEMPERATURE RANGE		0°F to +150°F (-18°C to +66°C)	
HUMIDITY		Hermetically sealed	
SHOCK LIMIT	g pk	300 000 [1]	25 000 [2]
BASE STRAIN SENSITIVITY	equiv. g pk/μ strain	0.004	0.004
THERMAL TRANSIENT SENSITIVITY	equiv. g pk/°F (°C)	2 (3.6)	4 (7)
ELECTROMAGNETIC SENSITIVITY	equiv. g rms/gauss	0.05	0.05

PHYSICAL CHARACTERISTICS

DIMENSIONS		See Outline Drawing	
WEIGHT	gm (oz)	5.0 (.17)	
CASE MATERIAL		Stainless Steel	
CONNECTOR [3] [4]		Solder terminals using ribbon cable, field replaceable	
MOUNTING TORQUE	lb-in (Nm)	30 (3.5)	

CALIBRATION

SUPPLIED:		
VOLTAGE SENSITIVITY	mV/g	1000 g half-sine, shock pulse

INCLUDED ACCESSORIES

Model 3024-120	(10 ft) CABLE ASSEMBLY, TWISTED PAIR
P/N EHM 1094	PROTECTIVE VINYL BOOT [5]

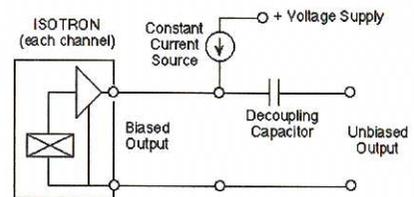
OPTIONAL ACCESSORY

Model 2967A	BERYLLIUM TRIAX MOUNTING BLOCK
Model 3024M1-120	(10 ft) CABLE ASSEMBLY, TWISTED PAIR SHIELDED

NOTES

- Mechanical filter is effective up to 300 000 g's peak in the sensitive direction, and 100 000 g's peak in the transverse direction.
- The -1 range is limited to 25 000 g's peak.
- Heavy cable (other than the supplied model 3024) may cause frequency response errors during measurement or calibration.
- It is recommended to install small shrink tubing over the solder joints to prevent accidental touching.
- Read the Instruction Manual regarding the use of Protective Vinyl Boot.
- Recommended reading: TP308.

- Maintain high levels of precision and accuracy using Endevco's factory calibration services. Call Endevco's inside sales force at 800-982-6732 for recommended intervals, pricing and turn-around time for these services as well as for quotations on our standard products.



Continued product improvement necessitates that Endevco reserve the right to modify these specifications without notice. Endevco maintains a program of constant surveillance over all products to ensure a high level of reliability. This program includes attention to reliability factors during product design, the support of stringent Quality Control requirements, and compulsory corrective action procedures. These measures, together with conservative specifications have made the name Endevco synonymous with reliability.

©ENDEVCO CORPORATION. ALL RIGHTS RESERVED 30700 RANCHO VIEJO ROAD, SAN JUAN CAPISTRANO, CA 92675 USA
(800) 982-6732 • (949) 493-8181 fax (949) 661-7231 • www.endevco.com • Email: applications@endevco.com



0805

MEGGITT
smart engineering for
extreme environments

C.2 Capteur accélérométrique DYTRAN 3100B

Le capteur DYTRAN 3100B est un accéléromètre piézoélectrique à électronique intégrée (ICP) de sensibilité égale à 100 mV/g et conçu pour mesurer des vibrations jusqu'à 3500 Hz dans une gamme d'amplitudes s'étalant de -50 à 50 g (Figure C.2).



FIG. C.2 – Capteur accélérométrique DYTRAN 3100B

Les principales caractéristiques de l'accéléromètre DYTRAN 3100B sont reprises au Tableau C.2.

TAB. C.2 – Spécifications du capteur accélérométrique DYTRAN 3100B

Spécifications	Valeur	Unité
Sensibilité	100	mV/g
Gamme d'amplitudes	± 50	g
Gamme de fréquences	0.5 à 3500	Hz
Fréquence de résonance	26	kHz
Masse totale	50	g

SPECIFICATIONS
MODEL 3100B LIVM ACCELEROMETER

SPECIFICATION	VALUE	UNITS
RANGE F.S. FOR +/- 5 VOLTS OUTPUT	+/- 50	G's
SENSITIVITY, +/- 2% [1]	100	mV/G
EQUIVALENT ELECTRICAL NOISE FLOOR	.0007	G's RMS
FREQUENCY RANGE, +/- 5%	0.5 to 3500	Hz
RESONANT FREQUENCY, NOM.	26	kHz
LINEARITY [2]	+/- 1%	% F.S.
TRANSVERSE SENSITIVITY, MAX.	5	%
OUTPUT IMPEDANCE, TYP.	100	Ohms
BIAS VOLTAGE, +10 VOLTS NOM.	+9 to +12	VDC
DISCHARGE TIME CONSTANT, NOM.	1	SEC
TEMPERATURE RANGE	-60 to +250	°F
COEFFICIENT OF THERMAL SENSITIVITY	.03	%/°F
MAXIMUM VIBRATION/SHOCK	600/3000	+/- G's/G's PEAK
SIZE, HEX x HEIGHT	.625 x 1.06	Inches
WEIGHT	50	Grams
CONNECTOR, RADially MOUNTED	10-32	Coaxial
MATERIAL, BASE, CAP & CONNECTOR	300 Series	Stainless Steel
SEAL, HERMETIC	Glass-to-metal and TIG welded	
ELECTRICAL ISOLATION, CASE GROUND TO MOUNTING SURFACE	10 Megohms, min.	
SUPPLY CURRENT/COMPLIANCE VOLTAGE RANGE [3]	2 to 20/+18 to +30	mA/Volts

Accessories supplied: (1) Model 6200 mounting stud.

[1] Measured at 100 Hz, 1 G RMS per ISA RP 37.2.

[2] Measured using zero-based best straight line method, % of F.S. or any lesser range.

[3] Do not apply power to this device without current limiting, 20 mA MAX. To do so will destroy the integral IC amplifier.

C.3 Capteur accélérométrique Brüel & Kjær 4393

Le capteur d'accélération Brüel & Kjaer 4393 est un capteur piézoélectrique très léger nécessitant l'utilisation d'un ampli de charge. Cet accéléromètre est conçu spécialement pour mesurer les vibrations dans une gamme de fréquences très étendue (jusqu'à au moins 10 kHz). Sa sensibilité est généralement exprimée en termes de charge par unité d'accélération (pC/g).

Les principales caractéristiques du capteur accélérométrique Brüel & Kjaer 4393 sont reprises au Tableau C.3.

TAB. C.3 – Spécifications du capteur accélérométrique Brüel & Kjær 4393

Spécifications	Valeur	Unité
Sensibilité	3.1	pC/g
Gamme de fréquences	0.1 à 16500	Hz
Fréquence de résonance	55	kHz
Masse totale	2.4	g

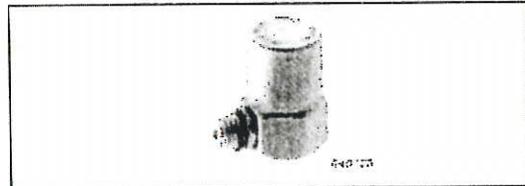


PRODUCT DATA

Piezoelectric Accelerometer Charge Accelerometer — Type 4393, 4393 S and 4393 V

FEATURES

- High frequency
- Low weight
- Vibration testing and analysis



Description

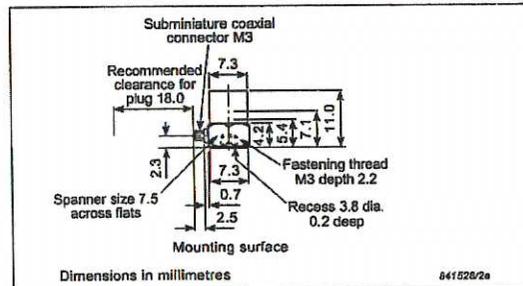
Type 4393 is a piezoelectric, DeltaShear®, Unigain® accelerometer with side connector. Type 4393 features M3 receptacle for output connection and has an M3 hole for mounting.

Calibration

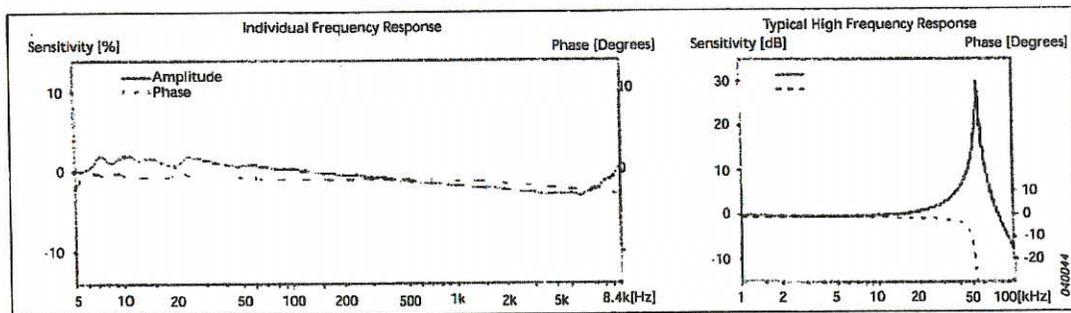
The sensitivity given in the calibration chart has been measured at 159.2 Hz and an acceleration of 10 g. For 99.9% confidence level, the accuracy of the factory calibration is ±2%.

Characteristics

This piezoelectric accelerometer may be treated as a charge source. Its sensitivity is expressed in terms of charge per unit acceleration (pC/g).



The DeltaShear design involves three piezoelectric elements and three masses arranged in a triangular configuration around a triangular centre post. The ring prestresses the piezoelectric elements to give a high degree of linearity. The charge is collected between the housing and the clamping ring. The piezoelectric element used is a PZ 23 lead zirconate titanate element. The housing material is titanium.



Specifications – Charge Accelerometer Type 4393, 4393 S and 4393 V

	Units	4393/4393 S	4393 V
Dynamic Characteristics			
Charge Sensitivity (@ 159.2Hz)	pC/g	3.1 ± 2%	3.1 ± 15%
Frequency Response		See typical Amplitude Response	
Mounted Resonance Frequency	kHz	85	
Amplitude Response ±10% [1]	Hz	0.1 to 16500	
Transverse Sensitivity	%	<4	
Transverse Resonance Frequency	kHz	18	
Electrical Characteristics			
Min. Leakage Resistance @ 20°C	GΩ	≥20	
Capacitance	pF	650	
Grounding		Signal ground connected to case	
Environmental Characteristics			
Temperature Range	°C (°F)	-74 to 250 (-101 to 482)	
Humidity		Welded, sealed	
Max. Operational Sinusoidal Vibration (peak)	g pk	5000	
Max. Operational Shock (± peak)	g pk	25000	
Base Strain Sensitivity	Equiv. g/μ strain	0.0005	
Thermal Transient Sensitivity	Equiv. g/°C (g/°F)	0.5 (0.28)	
Magnetic Sensitivity (50 Hz–0.03 Tesla)	g/T	3	
Physical Characteristics			
Dimensions		See outline drawing	
Weight	gram (oz.)	2.4 (0.08)	
Case Material		Titanium	
Connector		M3	
Mounting		M3 × 2.2mm threaded hole	

[1] Low-end response of the transducer is a function of its associated electronics

Ordering Information

Type 4393 includes the following accessories:

- Carrying box
- Calibration chart
- AO 0283: Low noise cable fitted with M3 threaded steel stud. Length 5mm

Type 4393 S includes the following accessories:

- Carrying box
- Calibration chart
- AO 0283: Low noise cable fitted with M3 threaded steel stud. Length 5mm
- UA 0629: Accessory box including:
 - 10–32 UNF microdot extension connector
 - JP 0162: Input adaptor, TNC to 10–32 UNF microdot
 - M3 threaded steel stud 5mm

- M3 threaded steel stud. Length 8mm
- Cementing stud M3 (Ø8mm)
- Mounting magnet and two insulating discs
- YJ 0216: Case of beeswax
- Cyanoacrylate adhesive
- Tap for M3 thread
- Hexagonal key for M3 studs
- M3 nut

Type 4393 V includes the following accessories:

- Carrying box
- Calibration chart
- M3 threaded steel stud 5mm

OPTIONAL ACCESSORIES

- AO 0283: 260°C Teflon® low-noise cable, 10–32 UNF/M3, length 1.2m

- AO 0339: Flexible low-noise cable, 10–32 UNF/M3, 1.2m (4ft)
- AO 1381: Teflon insulated double screened cable, 10–32 UNF/M3, 1.2m (4ft)
- DB 0757: Cement stud, M3, Ø8.0mm
- JJ 0032: Extension connector 10–32 UNF
- JP 0162: 10–32 UNF to TNC connector adaptor
- QA 0041: Tap for M3 thread
- QA 0042: Hexagonal key for M3 studs
- QS 0007: Tube of cyanoacrylate adhesive
- UA 1075: Mounting magnet and two insulating discs, M3, 10.2mm (set of 5)
- UA 1216: Insulated stud, M3/M3, 2.4mm
- YJ 0216: Beeswax for mounting
- YQ 2003: M3 threaded steel stud. Length 5mm
- YQ 2007: M3 threaded steel stud. Length 8mm

Brüel & Kjær reserves the right to change specifications and accessories without notice

HEADQUARTERS: DK-2850 Naarum · Denmark · Telephone: +45 4580 0500
 Fax: +45 4580 1405 · www.bksv.com · info@bksv.com

Australia (+61) 2 9889 8888 · Austria (+43) 1 865 74 00 · Brazil (+55) 11 5188-8188
 Canada (+1) 514 695-5225 · China (+86) 10 650 29506 · Czech Republic (+420) 2 6702 1100
 Finland (+358) 9 755 950 · France (+33) 1 69 50 71 00 · Germany (+49) 421 17 67 0
 Hong Kong (+852) 2548 7486 · Hungary (+36) 1 215 83 05 · Ireland (+353) 1 907 4083
 Italy (+39) 0257 68061 · Japan (+81) 3 3779 8671 · Republic of Korea (+82) 2 3473 0605
 Netherlands (+31) 318 55 9290 · Norway (+47) 68 77 11 55 · Poland (+48) 22 816 75 56
 Portugal (+351) 21 47 11 4 63 · Singapore (+65) 377 43 12 · Slovak Republic (+421) 25 443 0701
 Spain (+34) 91 859 0820 · Sweden (+46) 8 449 8500 · Switzerland (+41) 1 860 7035
 Taiwan (+886) 2 2502 7255 · United Kingdom (+44) 14 38 739 000 · USA (+1) 800 332 2640

Local representatives and service organisations worldwide



C.4 Capteur de force DYTRAN 5850B

Le capteur de force DYTRAN 5850B fixé au marteau est un capteur piézoélectrique à électronique intégrée (ICP) de sensibilité variable (Figure C.3).



FIG. C.3 – Capteur de force DYTRAN 5850B

Les principales caractéristiques du capteur de force DYTRAN 5850B sont reprises au Tableau C.4.

TAB. C.4 – Spécifications du capteur de force DYTRAN 5850B

Spécifications	Valeur			Unité
Position de l'interrupteur	100	10	1	
Sensibilité	44.4	444	4448	N/V
Gamme d'amplitudes	± 222.4	± 2224	± 22240	N
Fréquence de résonance		75		kHz
Raideur		2		GN/m
Masse de la tête du marteau		150		g
Masse totale du marteau		275		g

**SPECIFICATIONS, MODEL 5850B
THREE-RANGE IMPULSE HAMMER**

SPECIFICATION	VALUE			UNITS
SWITCH POSITION	100	10	1	
RANGE (for +5V out)	50	500	5000	Lbs F
SENSITIVITY	100	10	1	mV/Lb
MAXIMUM INPUT FORCE	1000	6000	8000	Lbs F
DISCHARGE TIME CONSTANT	15	150	1500	Sec

COMMON SPECIFICATIONS, ALL RANGES

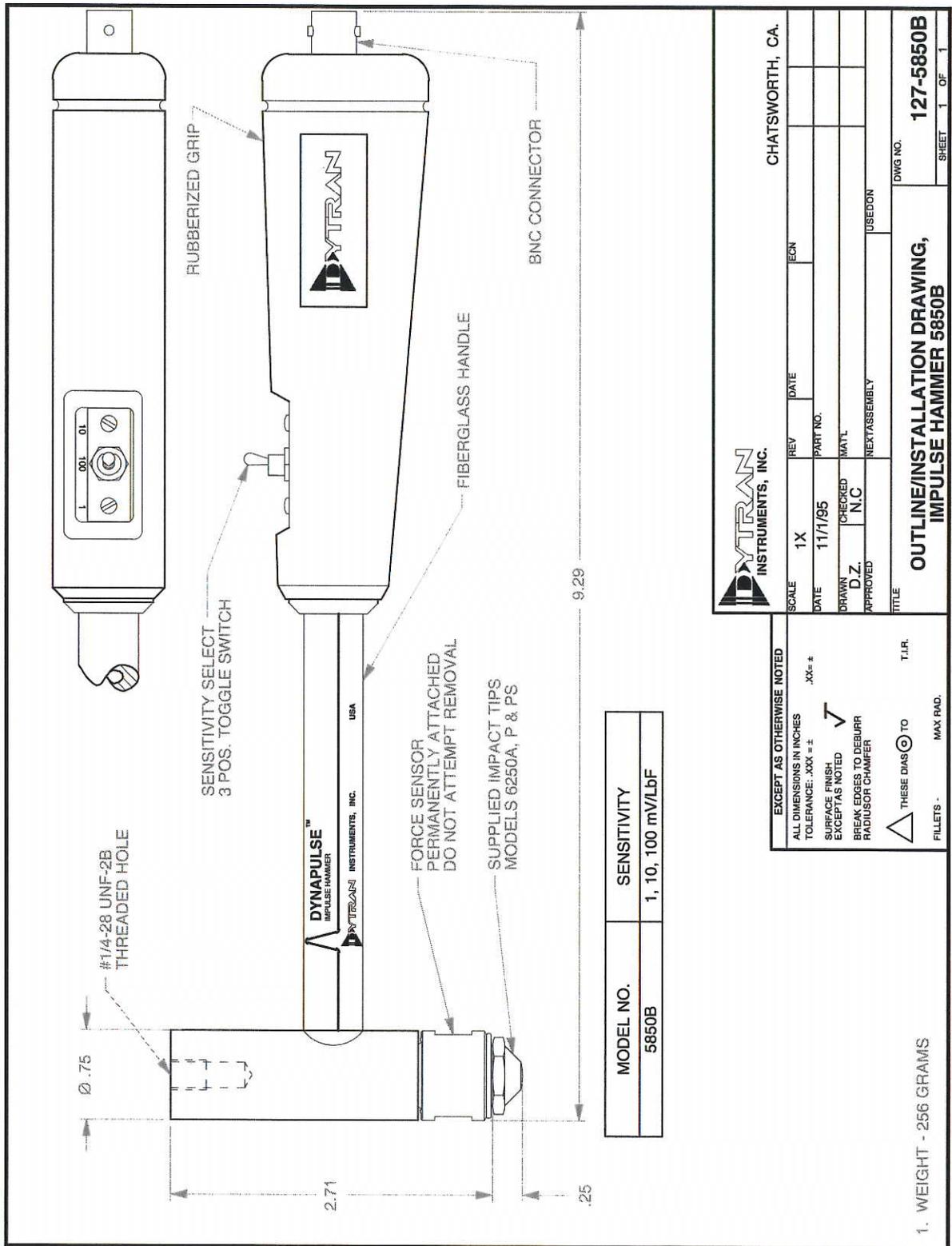
STIFFNESS, SENSOR	11.4	Lbs F/ μ in.
RESONANT FREQUENCY	75	kHz
LINEARITY	± 1	%FS
OUTPUT IMPEDANCE, MAX	100	Ohms
VOLTAGE BIAS, NOM	+10	VDC
SUPPLY (COMPLIANCE) VOLTAGE RANGE	+18 TO +30	VDC
SUPPLY CURRENT RANGE	2 TO 20	mA
MATERIAL, HEAD/HANDLE	STAINLESS STEEL/FIBERGLAS	
WEIGHT, HEAD	150/5.3	Grams/Ounces
WEIGHT, TOTAL	275/9.7	Grams/Ounces
CONNECTOR, MODEL 5850B	BNC JACK, COAXIAL	

ACCESSORIES SUPPLIED WITH BASIC HAMMER:

1 EA. IMPACT TIP, MODEL 6250A (ALUMINUM), (1) MODEL 6250P (HARD PLASTIC) AND 6250PS, (SOFT PLASTIC)

ACCESSORIES SUPPLIED WITH HAMMER KITS HB5850A & B AND HL5850A & B:

ABOVE 3 TIPS PLUS (2) HEAD EXTENDERS, 6270S1 AND 6270S2



MODEL NO.	SENSITIVITY
5850B	1, 10, 100 mV/LbF

DYNAPULSE INSTRUMENTS, INC. CHATSWORTH, CA.

SCALE	REV	DATE	ECN
1X		11/1/95	
DRAWN	CHECKED	PART NO.	
D.Z.	N.C.		
APPROVED	NEXT ASSEMBLY		
TITLE	USED ON		
OUTLINE/INSTALLATION DRAWING, IMPULSE HAMMER 5850B			DWG NO. 127-5850B
			SHEET 1 OF 1

EXCEPT AS OTHERWISE NOTED
 ALL DIMENSIONS IN INCHES
 TOLERANCE: .XXX ±
 SURFACE FINISH EXCEPT AS NOTED
 BREAK EDGES TO DEBURR RADIUSOR CHAMFER
 THESE DIAS TO T.I.R. MAX RAD.
 FILLETS

1. WEIGHT - 256 GRAMS

C.5 Capteur de force DYTRAN 1061V2

Le capteur de force Dytran 106V2 est un capteur piézoélectrique à électronique intégrée (ICP) conçu spécialement pour mesurer des impacts mécaniques jusqu'à environ 4500 N (Figure C.4).



FIG. C.4 – Capteur de force DYTRAN 1061V2

Les principales caractéristiques du capteur de force DYTRAN 1061V2 sont reprises au Tableau C.5.

TAB. C.5 – Spécifications du capteur de force DYTRAN 1061V2

Spécifications	Valeur	Unité
Sensibilité	888	N/V
Gamme d'amplitudes	± 4448	N
Fréquence de résonance	75	kHz
Raideur	8.76	GN/m
Masse totale	452	g

SPECIFICATIONS MODEL SERIES 1060V & 1061V DYNAMIC FORCE SENSORS

SPECIFICATIONS BY MODEL

MODEL	SENSITIVITY (mV/Lb)	COMPRESSION RANGE (Lbs)	MAXIMUM COMP. (Lbs)	TENSION RANGE (Lbs)	MAXIMUM TENSION (Lbs) [1]	DISCH. TC (Sec)	RESOLUTION (Lb RMS)
1060V1 1061V1	10	500	10,000	500	1000	150	0.007
1060V2 1061V2	5	1000	20,000	1000	1000	300	0.014
1060V3 1061V3	1	5000	30,000	1000	1000	1500	0.07
1060V4 1061V4	0.5	10,000	40,000	1000	1000	2000	0.14
1060V5 1061V5	0.2	25,000	50,000	1000	1000	2000	0.35
1060V6 1061V6	0.1	50,000	60,000	1000	1000	2000	0.70

SPECIFICATION	VALUE	UNITS
STIFFNESS	50	Lb/μ In
MOUNTED RESONANT FREQUENCY, UNLOADED	75	kHz
LINEARITY [2]	+/- 1	%F.S.
F.S.OUTPUT VOLTAGE, NOM.	5	VOLTS
MAX SHOCK, UNLOADED	5,000	G's
MAX. VIBRATION, UNLOADED	+/- 3,000	G's
COEFFICIENT OF THERMAL SENSITIVITY	.03	%/°F
TEMPERATURE RANGE	-100 to +250	°F
ENVIRONMENTAL SEAL	EPOXY	
SUPPLY CURRENT / VOLTAGE RANGE [3]	2 to 20 / +18 to +30	mA / VDC
OUTPUT IMPEDANCE	100	OHMS
MATERIAL	STAINLESS STEEL	
WEIGHT 1060V/1061V	460/452	GRAMS

MOUNTING PROV.: **1060V** 11/16-12 INTEG. STEM AT BOTTOM, 3/8-16 x .400 DP. TAPPED HOLE, TOP
MOUNTING PROV.: **1061V** 3/8-16 x .250 DP. TAPPED HOLE, TOP AND BOTTOM.

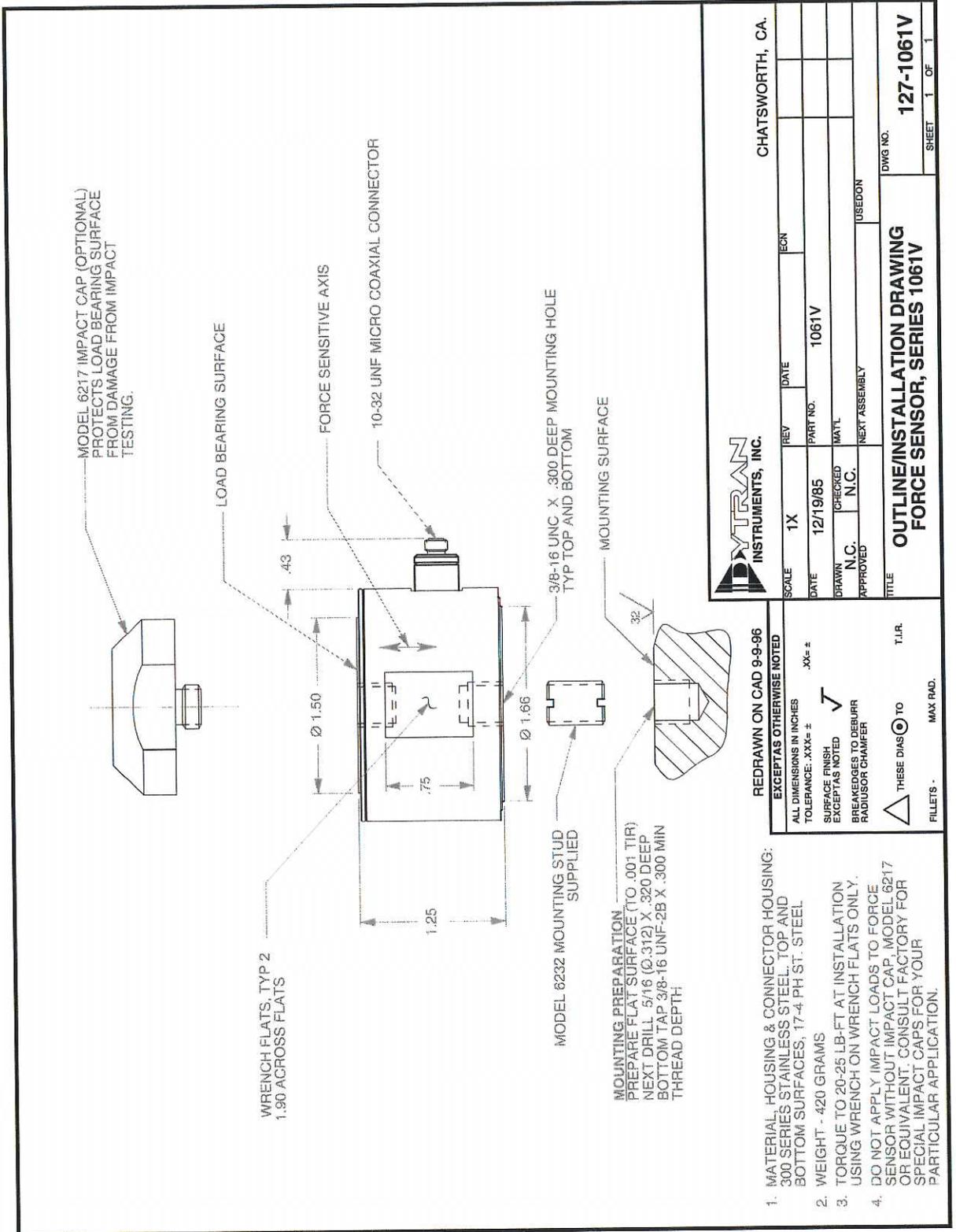
ELECTRICAL CONNECTOR: **1060V** AXIAL, MOUNTED AT END OF THREADED STEM 10-32 COAXIAL
ELECTRICAL CONNECTOR: **1061V** RADIAL 10-32 COAXIAL

ACCESSORIES SUPPLIED: MODEL 1061V. (2) MOD 6232 MOUNTING STUDS, MODEL 1060V, (1) 6232 MOUNTING STUD,.

[1] **Absolute maximum tension. Do not exceed in any case!**

[2] Percent of full scale or of any lesser range, zero based best fit straight line method.

[3] Power these instruments **only** with constant current type power units. **Do not** connect to a source of voltage without current limiting. This **will destroy** the integral IC amplifier.



1. MATERIAL HOUSING & CONNECTOR HOUSING:
300 SERIES STAINLESS STEEL, TOP AND
BOTTOM SURFACES, 17-4 PH ST. STEEL
2. WEIGHT - 420 GRAMS
3. TORQUE TO 20-25 LB-FT AT INSTALLATION
USING WRENCH ON WRENCH FLATS ONLY.
4. DO NOT APPLY IMPACT LOADS TO FORCE
SENSOR WITHOUT IMPACT CAP, MODEL 6217
OR EQUIVALENT. CONSULT FACTORY FOR
SPECIAL IMPACT CAPS FOR YOUR
PARTICULAR APPLICATION.

ANNEXE D

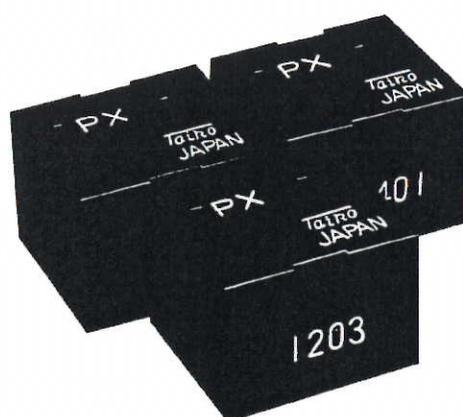
Datasheets des relais électromécaniques

D.1 Relais monostable PED PXC-1203

176-587 G
176-590

PED - *Tairo.*

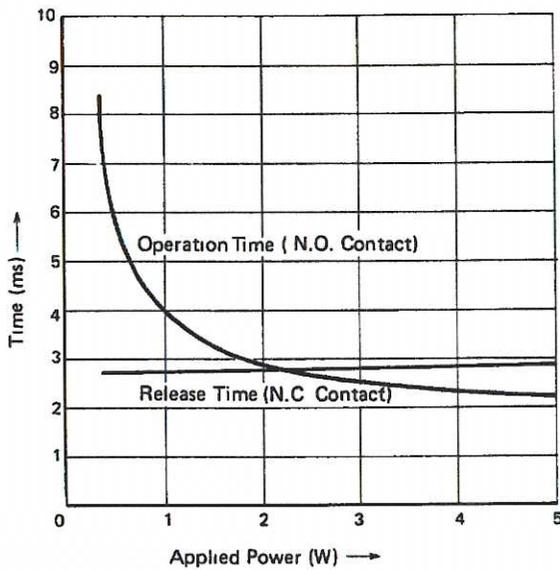
PX SERIES
MINIATURE POWER RELAY



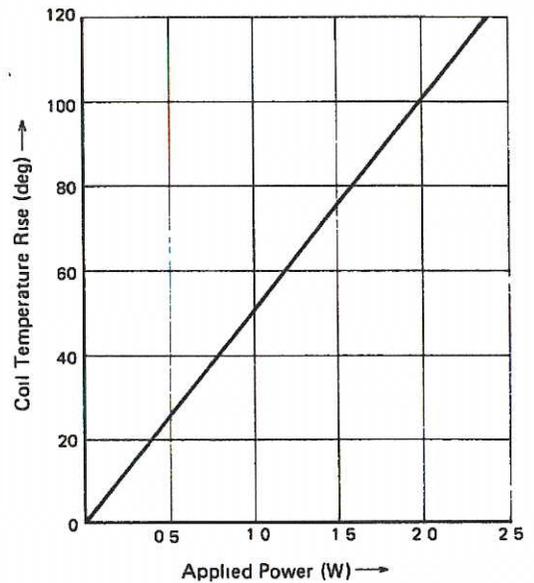
High Quality, Reliability, Performance

CHARACTERISTICS DATA

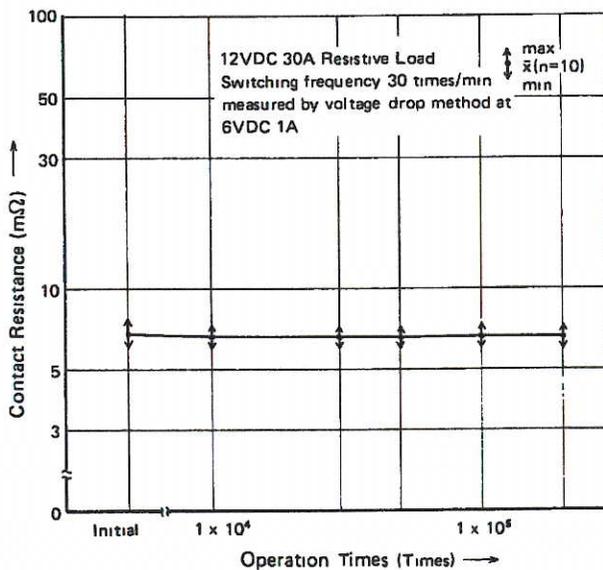
• Time Characteristics



• Coil Temperature Rise



• Electrical Life Expectancy (Contact Resistance)



NOTE

Each type of Automobile Relays shall be arranged in accordance with specification because of difference in working condition.

We reserve the right to change without prior notice the information contained in this leaflet

Health and Safety at Work etc. Act 1974

Some of our products are capable of being operated by and capable of switching high voltages and/or currents. Care must therefore be exercised in the usage of such products



A member of the Cambridge Electronic Industries Group

PED Limited

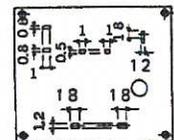
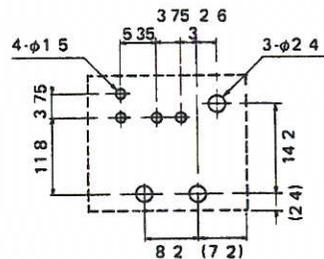
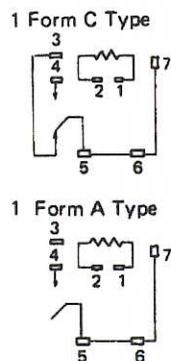
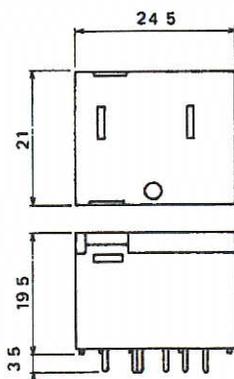
Exning Road, Newmarket, Suffolk CB8 0AX, England
Tel (0638) 665161 Telex 81245 PEDLTD Fax (0638) 660718

RATING-PERFORMANCE

Condition	Item	Description	
Contact Specification	Contact Arrangement	1 Form A 1 Form C	
	Rated Load	12 VDC·30A (Resistive Load) 12 VDC·150W (Lamp Load) 120 VAC·10A (Resistive Load)	
	Contact Resistance	100mΩ or less (Initial), by Voltage Drop Method at 6 VDC 1A	
	Contact Material	Silver alloy	
	Max. Switching Current	30A (Continuous Energizing Current 15A)	
Electrical Specification	Dielectric Strength	750 VAC, 1min	
	Insulation Resistance	100MΩ or more at 500 VDC	
	Operation Time	Approx 10ms	
	Release Time	Approx 10ms	
Mechanical Specification	Anti-Shock	False operation	10G (11ms)
		Endurance	100G (11ms)
	Anti-Vibration	False operation	10 to 55 Hz Double Amplitude 1.5 mm
		Endurance	10 to 55 Hz Double Amplitude 1.5 mm
Life Expectancy	Mechanical	5 x 10 ⁶ times (Switching frequency 300 times/min)	
	Electrical	0.1 x 10 ⁶ times (Switching frequency at Rated Load 30 times/min)	
Operating Ambient Temperature		-30°C to 80°C (Not to be frozen)	
Operating Ambient Humidity		45% to 85% RH	
Weight		Approx 17gs	

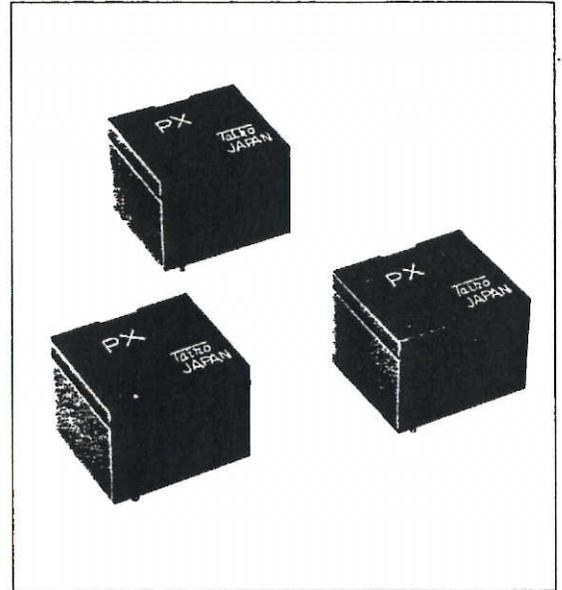
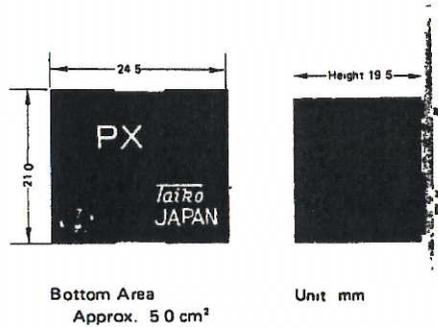
DIMENSIONS (Unit: mm)

- External Dimension
- Internal Wiring Diagram (Bottom View)
- P.C. Board Drilling Design
- Terminal Dimension



FEATURES

- PX Relays are P.C. board type automobile relays with high switching power.



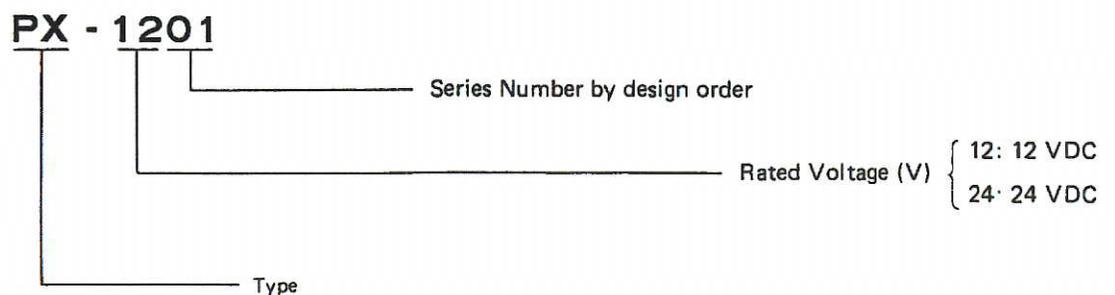
- PX Relays are capable of switching lamp of 150W, or 12VDC, 30A (resistive load).
- Contact arrangement 1 Form A and 1 Form C are provided.
- PX Relays are designed for low cost and high performance.

COIL RATING

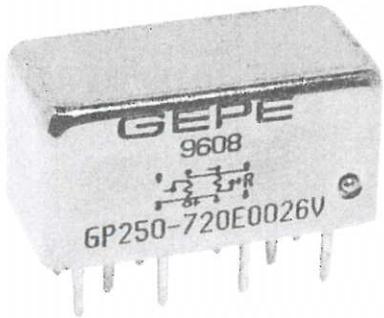
Nomenclature	Contact Arrangement	Rated Voltage (V. DC)	Coil Resistance (OHM)	Pull-in Voltage (V, DC)	Drop-out Voltage (V, DC)	Power Consumption (W)	Remarks
PX-1201	1 Form C	12	85	8.0	0.6	1.7	For intermittent operation
PX-1203	1 Form C	12	140	9.6	0.6	1.0	
PX-1205	1 Form A	12	140	9.6	0.6	1.0	
PX-2401	1 Form C	24	210	16.0	1.0	2.7	For intermittent operation
PX-2403	1 Form C	24	500	19.2	1.2	1.2	
PX-2405	1 Form A	24	500	19.2	1.2	1.2	

Note: Coil resistance, Pull-in Voltage and Drop-out voltage show the value at ambient temperature 20°C respectively, and the resistance tolerance is ± 10%

NOMENCLATURE BREAKDOWN



D.2 Relais bistable GP250

ENGINEERING DATA SHEET	GP250 RELAY - LATCH 2 PDT, 2 AMP
	<p>Polarized, latching hermetically sealed relay</p> <p>Contact arrangement 2 PDT</p> <p>Coil supply Direct current</p> <p>Qualified to SCC3602/010</p> <p>PRINCIPLE TECHNICAL CHARACTERISTICS</p> <p>Contacts rated at 2 Amp / 50 Vdc</p> <p>Weight 11 grams max</p> <p>Dimensions of case 20.4mm x 10.4mm x 10.2mm</p> <p>Hermetically sealed, corrosion protected metal can.</p>
<p>APPLICATION NOTES:</p> <p>001</p> <p>007</p>	

CONTACT ELECTRICAL CHARACTERISTICS

Minimum operating cycles	Contact rating per pole and load type	Load Current in Amps @50Vdc
100,000 cycles	resistive load	2
100,000 cycles	inductive load (L/R=5ms)	0.75
100 cycles	resistive overload	4

 Leach International www.leachintl.com	North America 6900 Orangethorpe Ave. P.O. Box 5032 Buena Park, CA 90622 USA Tel: (01) 714-736-7599 Fax: (01) 714-670-1145	Europe, SA 2 Rue Goethe 57430 Sarralbe France Tel: (33) 3 87 97 98 97 Fax: (33) 3 87 97 84 04	Asia-Pacific Ltd. 20/F Shing Hing Commercial Bldg. 21-27 Wing Kut Street Central, Hong Kong Tel: (852) 2 191 2886 Fax: (852) 2 389 5803
Data sheets are for initial product selection and comparison. Contact Leach International prior to choosing a component.			

COIL CHARACTERISTICS (Vdc)

GP250

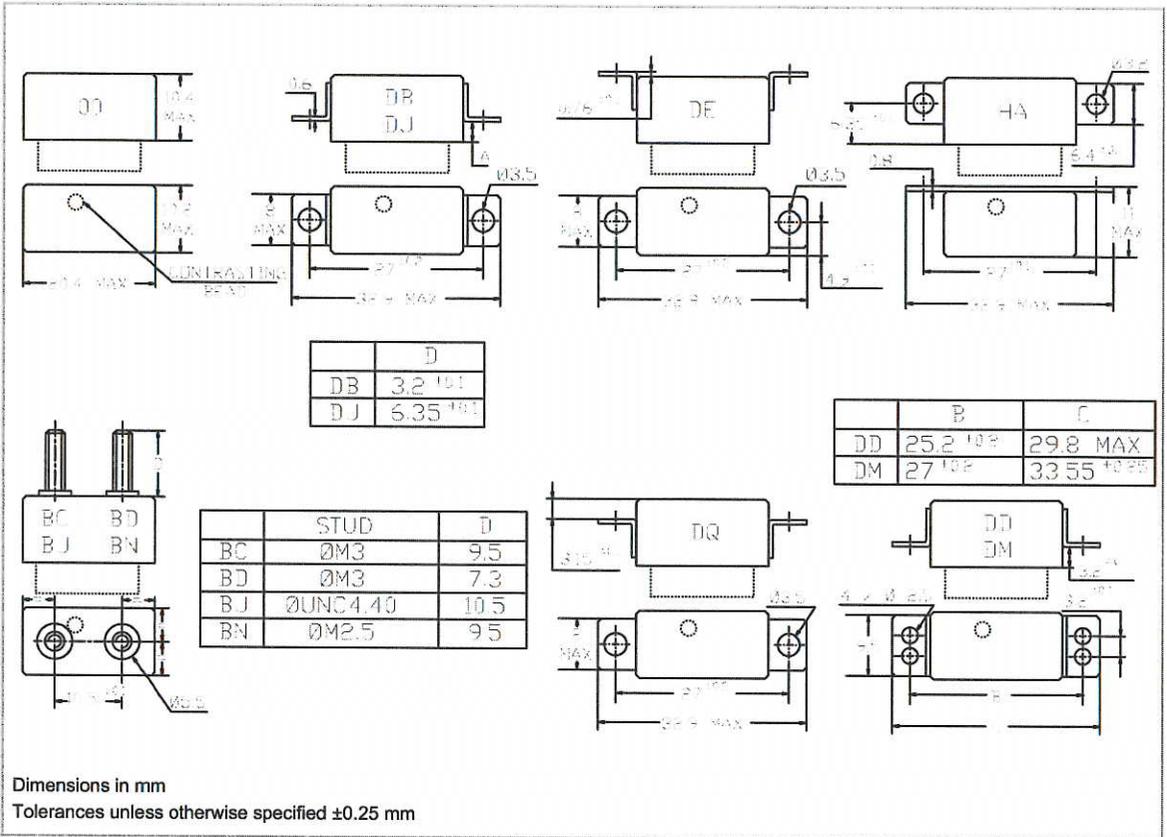
CODE	06	12	26
Nominal operating voltage	6	12	26
Maximum operating voltage	7.3	14.8	32
Maximum latch or reset voltage at +125 °C	4.6	9.8	18
Coil resistance in Ω $\pm 10\%$ at +25 °C	40	150	720

GENERAL CHARACTERISTICS

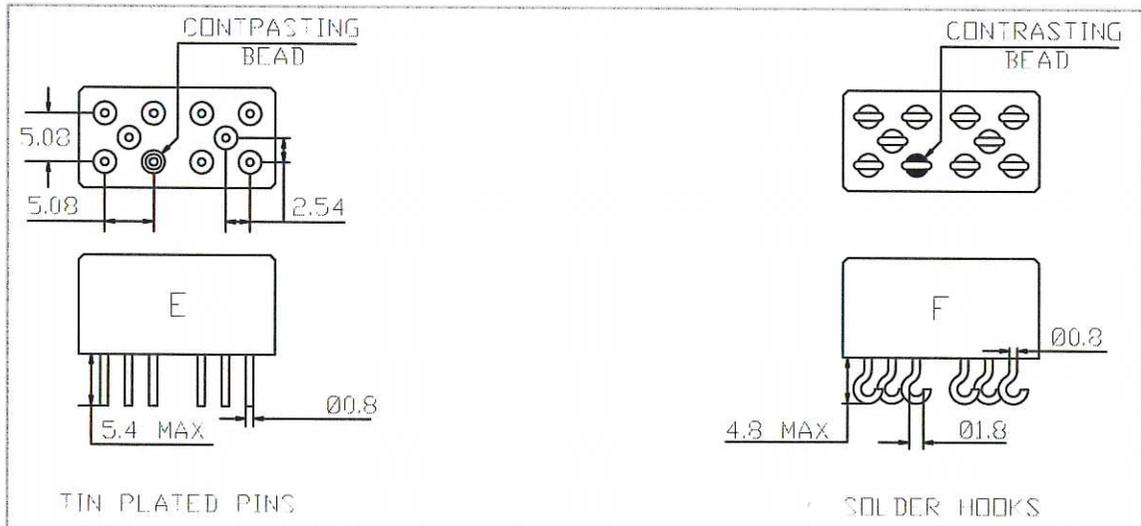
Temperature range	-65 °C to +125 °C
Dielectric strength at sea level	
- Contacts to ground, coils to ground	1000 Vrms / 50 Hz
- Between coils, between open contacts	500 Vrms / 50 Hz
Dielectric strength at altitude 25,000 m, all terminals to ground	350 Vrms / 50 Hz
Initial insulation resistance at 100 Vdc	>1000 M Ω
Sinusoidal vibration	30 G / 75 to 2000 Hz
Shock	100 G / 11 ms
Maximum contact opening time under vibration and shock	10 μ s
Operate time at nominal voltage (including bounce)	4 ms max
Release time	4 ms max
Bounce time	2.5 ms max
Contact resistance at rated current	
- initial value	50 m Ω max
- after life	100 m Ω max

MOUNTING STYLES

GP250

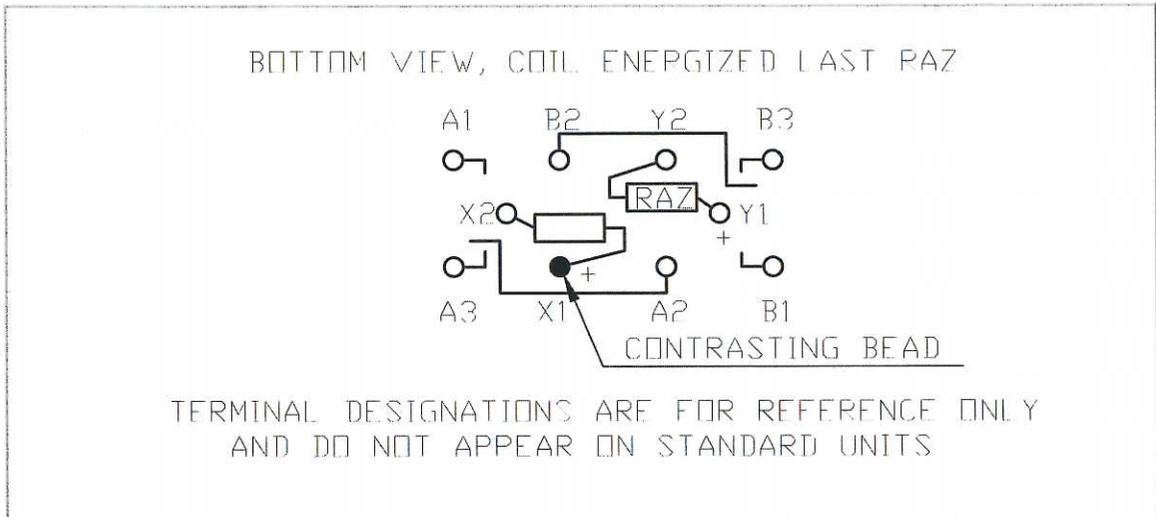


TERMINAL TYPES



SCHEMATIC DIAGRAM

GP250



NUMBERING SYSTEM

Basic series designation	GP250	720	E	00	26V
1-Coil Resistance					
2-Terminal Types (E,F)					
3-Mounting Style (00, DB, DJ, DE, DQ, DD, DM, HA, BC, BD, BJ, BN)					
4-Nominal Voltage (06, 12, 26)					

NOTES

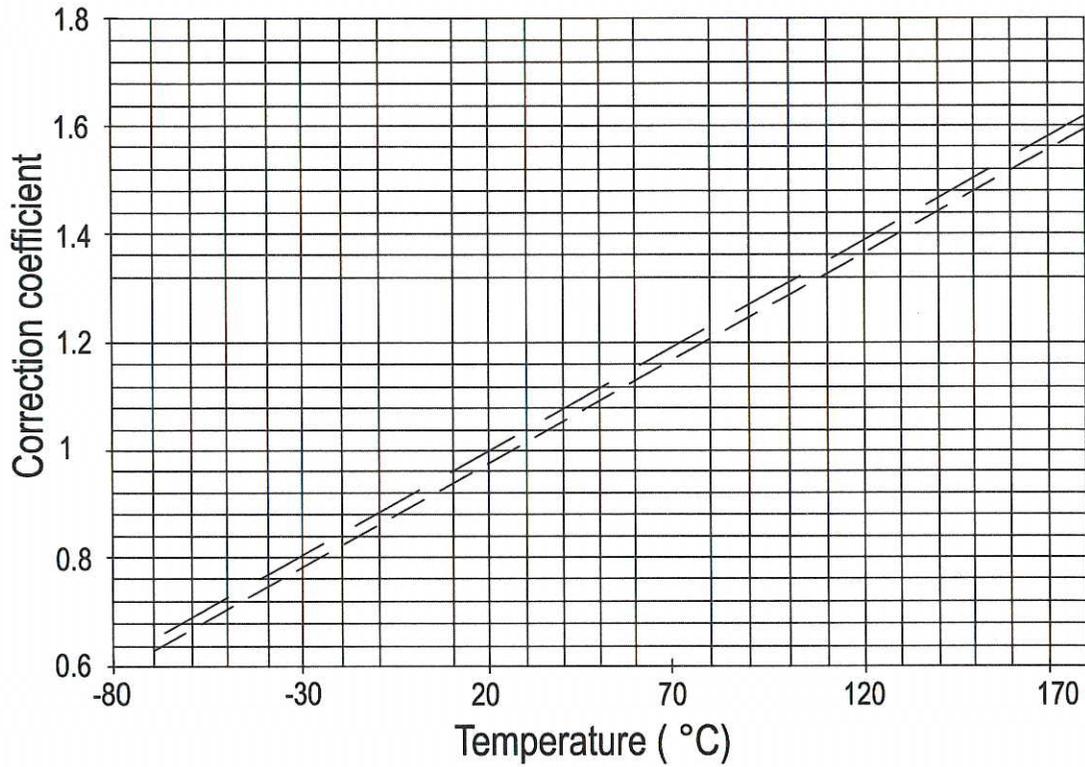
1. Isolation spacer pads for PCB mounting available on request.
2. For other mounting styles or terminal types, please contact the factory.

TYPICAL CHARACTERISTICS

- Coil resistance/temperature change: See application note no. 001

Application notes	N°001
-------------------	-------

**CORRECTION DUE TO COIL COPPER WIRE RESISTANCE
CHANGE IN TEMPERATURE**



— — Nominal Resistance at 25°C - - - - - Nominal Resistance at 20°C

Example: Coil resistance at 25°C: 935 ohms. What is it at 125°C?
Correction coefficient on diagram is: 1.39 at 125°C. R becomes: 935x1.39=1299 Ohms

Correction also applies to operating voltages

Application notes	N°007
--------------------------	--------------

SUPPRESSOR DEVICES FOR RELAY COILS

The inductive nature of relay coils allows them to create magnetic forces which are converted to mechanical movements to operate contact systems. When voltage is applied to a coil, the resulting current generates a magnetic flux, creating mechanical work. Upon deenergizing the coil, the collapsing magnetic field induces a reverse voltage (also known as back EMF) which tends to maintain current flow in the coil. The induced voltage level mainly depends on the duration of the deenergization. The faster the switch-off, the higher the induced voltage.

All coil suppression networks are based on a reduction of speed of current decay. This reduction may also slow down the opening of contacts, adversely affecting contact life and reliability. Therefore, it is very important to have a clear understanding of these phenomena when designing a coil suppression circuitry.

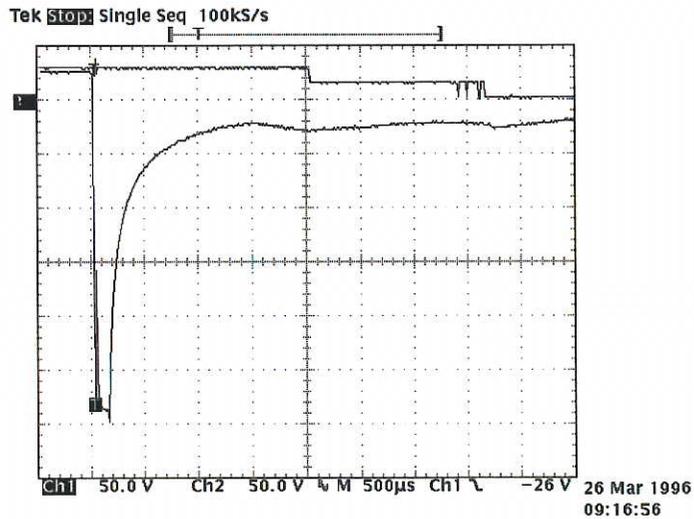
Typical coil characteristics

On the graph below, the upper record shows the contacts state. (High level NO contacts closed, low level NC contacts closed, intermediate state contact transfer). The lower record shows the voltage across the coil when the current is switched off by another relay contact.

The surge voltage is limited to -300V by the arc generated across contact poles. Discharge duration is about 200 microseconds after which the current change does not generate sufficient voltage. The voltage decreases to the point where the contacts start to move, at this time, the voltage increases due to the energy contained in the NO contact springs. The voltage decreases again during transfer, and increases once more when the magnetic circuit is closed on permanent magnet.

- Operating times are as follows:
- Time to start the movement 1.5ms
- Total motion time 2.3ms
- Transfer time 1.4ms

Contact State



Types of suppressors:

Passive devices.

The resistor capacitor circuit

It eliminates the power dissipation problem, as well as fast voltage rises. With a proper match between coil and resistor, approximate capacitance value can be calculated from:

$$C = 0.02 \times T / R, \text{ where}$$

T = operating time in milliseconds

R = coil resistance in kiloOhms

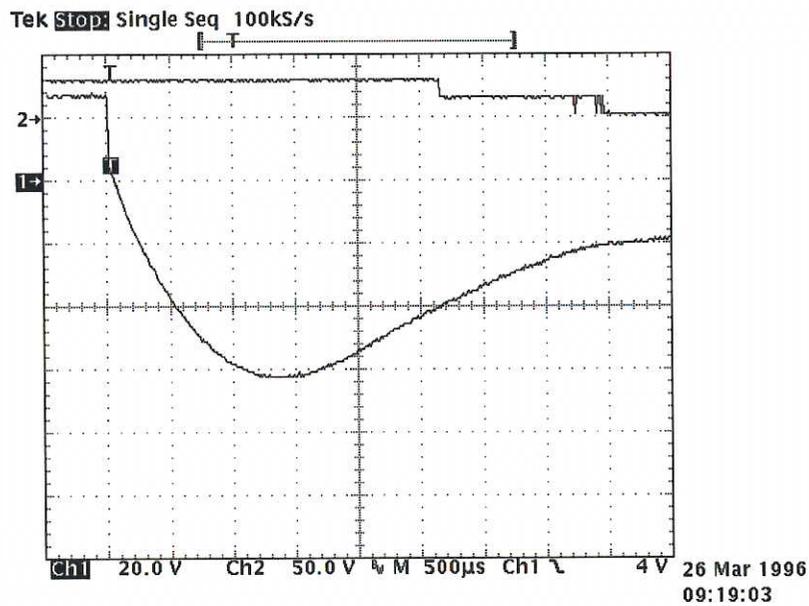
C = capacitance in microFarads

The series resistor must be between 0.5 and 1 times the coil resistance. Special consideration must be taken for the capacitor inrush current in the case of a low resistance coil.

The record shown opposite is performed on the same relay as above. The operation time becomes:

- time to start the movement 2.3ms
- transfer time 1.2ms

The major difficulty comes from the capacitor volume. In our example of a relay with a 290 Ω coil and time delay of 8 ms, a capacitance value of C=0.5 uF is found. This non polarized capacitor, with a voltage of 63V minimum, has a volume of about 1cm³. For 150V, this volume becomes 1.5 cm³.



The bifilar coil

The principle is to wind on the magnetic circuit of the main coil a second coil shorted on itself. By a proper adaptation of the internal resistance of this second coil it is possible to find an acceptable equilibrium between surge voltage and reduction of the opening speed. To be efficient at fast voltage changes, the coupling of two coils must be perfect. This implies embedded windings. The volume occupied by the second coil reduces the efficiency of the main coil and results in higher coil power consumption. This method cannot be applied efficiently to products not specifically designed for this purpose.

The resistor (parallel with the coil)

For efficient action, the resistor must be of the same order of magnitude as the coil resistance. A resistor 1.5 times the coil resistance will limit the surge to 1.5 times the supply voltage. Release time and opening speed are moderately affected. The major problem is the extra power dissipated.

Semi-conductor devices

The diode

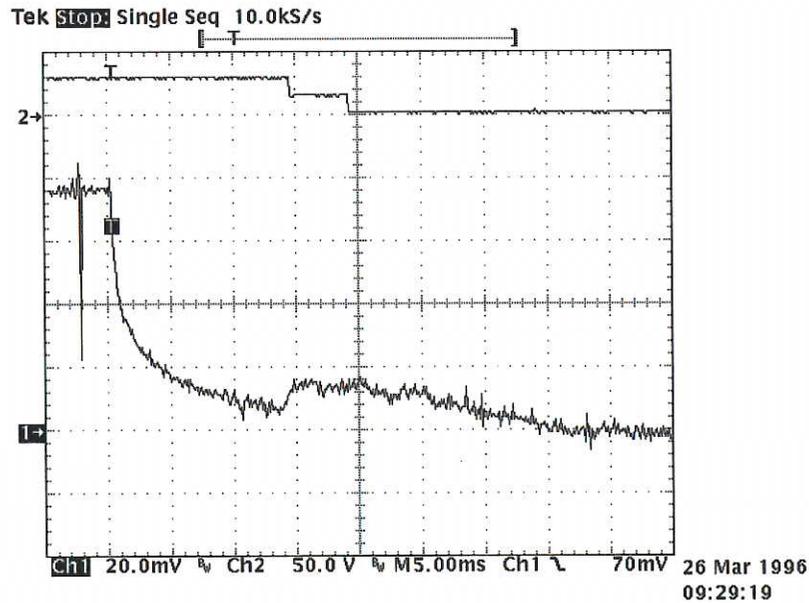
It is the most simple method to totally suppress the surge voltage. It has the major disadvantage of the higher reduction of contact opening speed. This is due to the total recycling, through the diode, of the energy contained in the coil itself. The following measurement is performed once again on the same relay. Operation times are given by the upper curve:

- time to start the movement 14ms
- transfer time 5ms

These times are multiplied by a coefficient from 4 to 8.

The lower curve shows the coil current. The increase prior to NO contact opening indicates that the contact spring dissipates its energy. At the opening time the current becomes constant as a result of practically zero opening speed.

Due to this kind of behavior, this type of suppression must be avoided for power relays. For small relays which have to switch low currents of less than 0.2 A, degradation of life is not that significant and the method may be acceptable.



The diode + resistor network

It eliminates the inconvenience of the resistor alone, explained above, and it limits the action of a single diode. It is now preferred to use the diode + zener network.

The diode + zener network

Like the resistor, the zener allows a faster decurrent decay. In addition it introduces a threshold level for current conduction which avoids the recycling of energy released during contact movement.

The lower curve on the opposite record demonstrates those characteristics. Voltage limitation occurs at 42V. The two voltages spikes generated by internal movement are at lower levels than zener conduction. As a result, no current is recycled in the coil.

The opening time phases are as follows:

- time to start the movement 2.6ms
- total motion time 2.4ms
- transfer time 1.4ms

The release time is slightly increased. The contacts' opening speed remains unchanged.

