



HAL
open science

Des non-linéarités physiques à la perception sonore

Samuel Poirot

► **To cite this version:**

Samuel Poirot. Des non-linéarités physiques à la perception sonore. Acoustique [physics.class-ph]. Aix Marseille Université, 2021. Français. NNT: . tel-04350251

HAL Id: tel-04350251

<https://hal.science/tel-04350251v1>

Submitted on 18 Dec 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - ShareAlike 4.0 International License

AIX MARSEILLE UNIVERSITÉ
ÉCOLE DOCTORALE 353
SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR : MÉCANIQUE, PHYSIQUE
MICRO ET NANOÉLECTRONIQUE

THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'AIX - MARSEILLE
Mention : Acoustique

Présentée par
Samuel POIROT

Des non-linéarités physiques à la perception sonore

préparée au LABORATOIRE PRISM
(PERCEPTION, REPRÉSENTATIONS, IMAGE, SON, MUSIQUE)
CNRS - AMU - UMR 7061

soutenue le 3 Décembre 2021

Jury :

<i>Président :</i>	Sylvain MARCHAND	- L3i - Université de La Rochelle
<i>Rapporteurs :</i>	Philippe DEPALLE	- McGill University
	Stefania SERAFIN	- Aalborg University Copenhagen
<i>Directeurs :</i>	Richard KRONLAND-MARTINET	- CNRS - PRISM - Aix-Marseille Université
	Stefan BILBAO	- Acoustics and Audio Group, University of Edinburgh

Remerciements

La soutenance passée, il est maintenant temps de remercier tous ceux qui m'ont accompagné au cours de cette aventure. Mes premiers remerciements sont naturellement destinés aux personnes impliquées dans l'encadrement de ma thèse : mes co-directeurs Richard Kronland-Martinet et Stefan Bilbao, ainsi que Mitsuko Aramaki et Sølvi Ystad. Merci Richard d'avoir proposé ce sujet « sur mesure » et de m'avoir permis, régulièrement, de prendre du recul et de donner du sens à mes travaux avec bienveillance et bonne humeur. Merci Stefan de m'avoir accueilli à plusieurs reprises à l'université d'Edimbourg pour partager ton expertise concernant la synthèse sonore par modèle physique. Merci Mitsuko et Sølvi pour le temps passé à relire et à corriger mes travaux et pour le soutien quotidien.

J'aimerais également remercier les membres du jury d'avoir pris le temps de lire et de critiquer ce travail, et d'avoir fait le déplacement jusqu'à Marseille depuis Montréal, Copenhague et La Rochelle pour pouvoir en discuter directement.

Un grand merci à tous les collègues/copains de PRISM qui ont rendu le laboratoire si agréable et vivant ces dernières années. L'équipe de coinche « capot pique » puis de tarot en passant par le tennis de table et les barbecues. En particulier Antoine et Simon, toujours présents pour rendre la vie agréable à qui les entoure, qui m'auront accompagné tout au long de cette thèse et avec qui je partage cette passion pour le son et la musique.

Je remercie aussi ma soeur mon frère et mes parents pour leur affection et leur soutien qui m'ont permis d'en être là aujourd'hui.

Enfin je remercie Marion, qui donne un sens à ma vie et qui aura eu le courage de passer la préparation de l'agrégation et le doctorat à mes côtés (pas une mince affaire), et Ariane avec qui nous avons eu la joie de découvrir la parentalité.

À toutes, à tous, merci !

Site Internet

Ce document est accompagné d'un site internet comprenant des exemples sonores pour la démonstration des outils développés au cours de cette thèse :

<https://www.prism.cnrs.fr/publications-media/thesePoirot/>

Les références aux exemples sonores seront indiquées par le symbole suivant .

Table des matières

Introduction	1
1 Contexte et enjeux de la thèse	3
1.1 Synthèse sonore	4
1.1.1 Synthèse par modèle physique	5
1.1.2 Synthèse par modèles de signaux	7
1.2 Contrôle de la synthèse sonore	9
1.2.1 Contrôle du timbre	9
1.2.2 Contrôle des attributs de la source sonore.	10
1.2.3 Contrôle gestuel	10
1.3 Perception sonore des objets du quotidien et paradigme d'étude . . .	11
1.3.1 Approche écologique de la perception	11
1.3.2 Le paradigme <i>action-objet</i> pour la synthèse de sons d'environnement	12
1.4 Enjeux de la thèse	18
1.4.1 Les phénomènes non-linéaires dans la production des sons solidiens	19
1.4.2 Paradigme Action-Objet étendu : vers le contrôle de la synthèse sonore de phénomènes non-linéaires	25
1.4.3 Méthodologie	27
2 Synthèse d'un corpus par modèle physique et analyse des morphologies sonores	31
2.1 Notations et opérateurs pour les schémas aux différences finies . . .	32
2.1.1 Schémas en 1D	32
2.1.2 Schémas en 2D	33
2.2 Interactions non-linéaires	34
2.2.1 Modélisation physique des collisions et résolution numérique pour la synthèse sonore	35
2.2.2 Excitation : étude de l'impact sur une corde	36
2.2.3 Perturbation : interaction d'une corde avec un obstacle rigide fixe	43
2.3 Non-linéarités géométriques	53
2.3.1 Synthèse du corpus	53
2.3.2 Détermination des morphologies sonores	55
2.4 Conclusion	60

3	Modèle de signal pour la synthèse sonore de phénomènes non-linéaires	61
3.1	Transferts d'énergie entre les modes	62
3.1.1	Généralités	62
3.1.2	Énergie dans un système 1DDL et analogie avec la puissance d'un signal	63
3.1.3	Transferts d'énergie et conservation de la puissance	65
3.1.4	Exemples de transferts de puissance	66
3.1.5	Implémentation en synthèse additive	73
3.1.6	Implémentation en synthèse soustractive et retour sur le paradigme action-objet étendu	73
3.2	Interactions non-linéaires	77
3.2.1	Excitation par un impact	77
3.2.2	Perturbations des vibrations par des collisions	79
3.2.3	Couplage entre deux objets	82
3.3	Non-linéarités géométriques	88
3.3.1	Grandes amplitudes de vibration dans les structures minces	88
3.3.2	Objets pliés, flambage et non-linéarités matérielles	93
3.4	Conclusion	97
4	Contrôle intuitif du modèle de synthèse : calibrations, validations et applications	99
4.1	Interactions non-linéaires	100
4.1.1	Contrôle de l'excitation : Brillance et force d'impact perçue	100
4.1.2	Contrôle des perturbations d'un objet vibrant : Collisions entre une corde vibrante et un obstacle rigide non-résonant	101
4.2	Non-linéarités géométriques	113
4.2.1	Perception de la force d'impact et de la « souffrance » de l'objet dans le cas des plaques minces métalliques pour des grandes amplitudes de vibration	113
4.2.2	Calibration et validation du modèle de signal pour la synthèse de sons rayonnés par des plaques minces.	119
4.2.3	Non-linéarités géométriques et forme de l'objet	129
4.3	Proposition de contrôle perceptif	148
5	Conclusions & perspectives	155
5.1	Conclusions	155
5.2	Perspectives	157
	Bibliographie	159

Introduction

Cette thèse s'est déroulée dans le contexte de la naissance du laboratoire interdisciplinaire PRISM et du master Acoustique et Musicologie. Cet environnement dynamique a permis, malgré l'épidémie de COVID-19, de nombreuses discussions sur la manière de penser la recherche et les collaborations entre des personnes issues de différents champs disciplinaires autour de la manipulation du son. En particulier, cette thèse s'inscrit dans l'action structurante « le langage des sons » qui a pour objectif le décryptage du contenu sémiotique des sons du quotidien en vue de proposer des modèles et des représentations fondés sur les lois de la perception. Ce projet vise à constituer un langage sonore non verbal pouvant être utilisé pour informer, pour guider, ou même susciter un comportement particulier chez l'auditeur.

Prenons par exemple une situation du quotidien : « quelqu'un frappe à la porte ». À l'écoute des impulsions répétées sur l'ouvrant, nous pouvons évaluer de nombreux éléments concernant l'interaction entre le visiteur et la porte. Si l'usage veut que l'on toque à la porte avec les phalanges, l'utilisation du poing, du plat de la main ou du pied modifie considérablement l'évènement sonore. Dans le cas extrême, l'utilisation d'un bélier entraîne la vibration de tous les éléments alentours et, le plus souvent, la fracture de la porte. Dans cette situation, la transcription de la force des impacts du visiteur sur la porte est portée par des phénomènes non-linéaires : l'interaction non-linéaire entre l'ouvrant, la main et les autres éléments environnants (loquets, gonds, cadre, murs...) et le comportement non-linéaire de l'ouvrant en lui-même (par exemple lors de craquements ou de rupture) produisent une évolution du son rayonné en fonction d'intensité de l'action. Ainsi, le son rayonné peut porter l'information de l'intensité de l'action indépendamment de l'intensité sonore. De façon similaire, le comportement vibratoire d'un gong varie largement lors d'impacts de différentes intensités. Plus généralement, on parle de phénomène non-linéaire lorsque la réponse d'un système n'est pas proportionnelle à la sollicitation.

Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse cherchent à déterminer les morphologies sonores correspondant aux phénomènes non-linéaires intervenant dans la modélisation physique des sources sonores. L'objectif est de proposer un modèle de signal pour la synthèse sonore permettant un contrôle de l'évocation du son en terme d'attribut de la source sonore. En particulier, il s'agit ici de pouvoir contrôler l'évolution du comportement d'un objet sonore pour que son évocation soit cohérente avec la sollicitation (le geste d'un utilisateur). Pour répondre à cet objectif, il est nécessaire de mobiliser différents champs disciplinaires comme la perception sonore, la modélisation physique des sources sonores et le traitement du signal audio.

La détermination des morphologies sonores correspondant aux phénomènes non-linéaires dans la production des sons et la synthèse par évocation de ces phénomènes possèdent de nombreuses applications dans le domaine de la synthèse sonore. En particulier, la synthèse de sons « inouïs », ou de sons *nouveaux* [Susini *et al.*, 2014],

qui évoquent des événements et informent l'auditeur constitue un enjeu actuel et présente un grand intérêt notamment pour le design sonore. Une application explorée depuis les années 80 et toujours utilisée aujourd'hui est la création d'icônes sonores [Gaver, 1986] pour améliorer les interfaces homme-machine, par exemple pour une utilisation dans l'habitacle de véhicules [Graham, 1999], ou pour le remplacement des alarmes pour les appareils médicaux [Webster et Sanderson, 2021]. Un ensemble d'applications récentes concerne la synthèse sonore pour les environnements interactifs [Franinovic et Serafin, 2013], pour lesquels il est nécessaire de proposer des moteurs de synthèse dynamiques et légers. On pense ici nécessairement aux jeux vidéo [Böttcher, 2013] et à la réalité virtuelle [Serafin *et al.*, 2015], mais on peut également citer la sonification de véhicules électriques [Denjean *et al.*, 2019] ou certaines expérimentations pour la pratique musicale [Amazonas *et al.*, 2018] [Çamcı et Hamilton, 2020], comme l'application MuX proposant un environnement de synthèse modulaire en réalité virtuelle¹.

La plupart de ces applications utilise encore aujourd'hui des banques de sons pré-enregistrés, souvent très volumineuses et difficiles à organiser. L'usage de banques de sons pour répondre à des événements scriptés implique de prévoir chaque événement en amont et de concevoir l'échantillon sonore correspondant. À l'inverse, les processus de synthèse en temps réel peuvent s'adapter au déroulement des événements [Pruvost *et al.*, 2015]. Dans ce contexte, la synthèse par évocation permet de contrôler directement les attributs de la source sonore, ce qui permet au sound designer de manipuler des paramètres intelligibles et directement en rapport avec la tâche qu'il doit effectuer, à savoir lier un son à un événement de l'environnement interactif.

1. <https://www.youtube.com/watch?v=2CmDfq97hqs>, visité le 25/09/2021

Contexte et enjeux de la thèse

Sommaire

1.1 Synthèse sonore	4
1.1.1 Synthèse par modèle physique	5
1.1.2 Synthèse par modèles de signaux	7
1.2 Contrôle de la synthèse sonore	9
1.2.1 Contrôle du timbre	9
1.2.2 Contrôle des attributs de la source sonore.	10
1.2.3 Contrôle gestuel	10
1.3 Perception sonore des objets du quotidien et paradigme d'étude	11
1.3.1 Approche écologique de la perception	11
1.3.2 Le paradigme <i>action-objet</i> pour la synthèse de sons d'environnement	12
1.4 Enjeux de la thèse	18
1.4.1 Les phénomènes non-linéaires dans la production des sons solides	19
1.4.2 Paradigme Action-Objet étendu : vers le contrôle de la synthèse sonore de phénomènes non-linéaires	25
1.4.3 Méthodologie	27

Cette thèse s'intéresse à la synthèse sonore des phénomènes non-linéaires intervenant dans la modélisation physique des sources sonores. En particulier nous cherchons à modéliser les morphologies sonores correspondant à ces phénomènes pour proposer un modèle de synthèse sonore et des stratégies pour le contrôle intuitif de ce modèle. Ce sujet mobilise des connaissances dans les domaines de la modélisation physique des sources sonores, de la synthèse sonore, du contrôle de la synthèse sonore et de la perception auditive.

Dans ce chapitre, nous effectuons une brève présentation des techniques qui constituent le domaine de la synthèse sonore et des problématiques de contrôle associées pour différentes applications. Ensuite nous présentons le paradigme de synthèse *action-objet* inspiré par l'approche écologique de la perception et développé dans le groupe de recherche au sein duquel ces travaux de thèse ont été effectués. Enfin, le paradigme d'étude propre à cette thèse et la méthodologie suivie pour les travaux qui la constitue sont présentés.

1.1 Synthèse sonore

La synthèse sonore, souvent associée à l'analyse et au traitement du signal, trouve sa source dans la maîtrise de l'électricité. De nombreuses inventions se sont succédées au cours du XX^e siècle, comme le Thérémine, les ondes Martenot ou l'orgue Hammond, pour aboutir aux synthétiseurs tels que nous les connaissons aujourd'hui. Le livre de De Wilde raconte l'histoire de ces inventions et de leurs inventeurs [De Wilde, 2016].

C'est avec l'arrivée des microprocesseurs et les travaux pionniers de Mathews aux laboratoires Bell que l'on commence à créer du son avec des ordinateurs [Mathews et Guttman, 1959]. La synthèse sonore numérique constitue aujourd'hui une discipline à part entière et regroupe différentes techniques pour le traitement et la génération de signaux sonores par un microprocesseur. On ne compte plus les applications de la synthèse sonore pour la pratique musicale et le design sonore, et l'ordinateur est aujourd'hui un élément essentiel de la création sonore. Des logiciels variés mettent à disposition des outils plus ou moins accessibles pour le traitement ou la synthèse de sons, permettant de simuler le son d'instruments réels ou d'explorer de nouveaux espaces sonores.

En particulier, la synthèse sonore permet la création de sons « inouïs » qui portent sens. Cette idée est amenée par le concept d'*auditory icon* introduit par Gaver [Gaver, 1988]. Plus récemment, Franinovic et Serafin parlent de *Sonic Interaction Design* pour l'exploration des moyens par lesquels le son peut être utilisé pour transmettre des informations, du sens, ainsi que des qualités esthétiques et émotionnelles dans des contextes interactifs [Franinovic et Serafin, 2013]. Susini et al. parlent de la création de *sons nouveaux* dans leur définition du design sonore [Susini et al., 2014]. Conan en propose une illustration intéressante dans sa thèse avec la création de métaphores sonores en utilisant le principe de synthèse croisée sur des invariants perceptifs ce qui permet de contrôler l'évocation de ces sons « inouïs » [Conan, 2014].

Nous pouvons regrouper les techniques de synthèse numérique en deux grandes familles : les modèles physiques et les modèles de signaux (aussi appelés modèles abstraits). La synthèse par modèle physique génère des sons à partir de la simulation du phénomène physique responsable des vibrations à la source du son tandis que la synthèse par modèle de signal propose une représentation directe du signal sonore.

Le fait que le modèle physique soit astreint à respecter une loi de comportement valide sous certaines hypothèses limite le potentiel sonore, mais cela garantit la génération d'un son « vraisemblable » à condition d'avoir un modèle correct. À l'inverse, les modèles de signaux permettent d'explorer des espaces sonores plus larges, mais leur contrôle demande une expertise car il est souvent nécessaire de manipuler un grand nombre de paramètres pour arriver au résultat souhaité et le son ainsi généré est souvent synthétique.

Il existe une certaine porosité entre les familles tant les formulations sont proches entre certains modèles physiques et de signaux. De nombreux modèles de signaux sont largement inspirés de modèles physiques, notamment de la synthèse modale,

sans avoir l'objectif de décrire le comportement d'un système physique. C'est par exemple le parti pris de Rocchesso, qui propose des modèles de synthèse sonore informés par la physique pour les environnements interactifs et les « icônes audio » [Rocchesso et Fontana, 2003], ou de Conan, dont les travaux pour la synthèse de sons de roulement résultent d'un modèle phénoménologique [Conan *et al.*, 2014].

Le travail effectué dans cette thèse s'inscrit dans cette démarche : nous nous inspirons de la physique des sources pour concevoir un modèle de signal en adéquation avec la perception humaine.

1.1.1 Synthèse par modèle physique

La synthèse sonore par modèle physique consiste à simuler le phénomène physique responsable du percept sonore. Il s'agit ici de modéliser la propagation des ondes dans les solides et dans les fluides pour calculer les vibrations d'une structure et son rayonnement acoustique. L'objectif poursuivi peut être de prouver la validité d'un modèle en comparant les résultats d'une simulation (c.à.d la synthèse) à des mesures expérimentales [Chaigne et Askenfelt, 1994], ou de proposer des moteurs de synthèse pour des environnements interactifs en remplacement des larges bases de données nécessaires pour ce genre d'environnement. Récemment, l'augmentation des capacités de calcul des processeurs disponibles dans le commerce a rendu possible la conception d'instruments virtuels complexes dépassant la fonction de reproduction d'un système physique existant [Willemsen *et al.*, 2019].

Il existe différentes approches pour la synthèse par modèle physique. Dans le cas où un modèle analytique pour les vibrations du système physique est connu, la résolution numérique par schéma aux différences finies ou les méthodes modales peuvent être utilisées. Dans le cas contraire, certaines méthodes, comme les éléments finis [Djoharian, 2000] ou le lancer de rayons [Raghuvanshi *et al.*, 2007], permettent tout de même de simuler le comportement du système sous certaines hypothèses.

D'autres méthodes de synthèse sont particulièrement adaptées à la création d'environnement modulaires et interactifs, privilégiant l'aspect relatif à la création sonore plutôt que la simulation physique. Si les capacités de calculs des machines permettent aujourd'hui d'envisager ce genre d'environnement pour les schémas aux différences finies, ce sont les réseaux de systèmes masse-ressort, les méthodes modales et les guides d'onde qui ont permis d'envisager cette possibilité en premier de part leur faible coût computationnel.

1.1.1.1 Guides-d'ondes

L'approche de la synthèse sonore par guides d'ondes consiste à approcher les solutions de l'équation des ondes à une dimension par deux lignes de retard représentant l'onde progressive et l'onde régressive dans un milieu unidimensionnel.

L'idée a été proposée par Kelly et Lochbaum dans le cadre de la synthèse de la parole [Kelly et Lochbaum, 1962], puis reprise par Karplus et Strong pour la synthèse de cordes pincées [Karplus et Strong, 1983]. Mais c'est en grande par-

tie les travaux de Julius Smith qui ont contribué à explorer les possibilités offertes par cette approche pour différentes applications dans le domaine de la synthèse sonore [Jaffe et Smith, 1983] [Smith, 1992], notamment avec la modélisation physique d’objet à deux dimensions par un réseau de filtres guides-d’ondes [Van Duyne et Smith, 1993].

1.1.1.2 Réseau de systèmes masse-ressort-amortisseur

En vibration, l’étude des systèmes à un degré de liberté masse-ressort-amortisseur constitue invariablement l’introduction avant les systèmes plus complexes. Son comportement oscillatoire est bien connu et simple à calculer par la résolution de l’équation différentielle suivante :

$$M \frac{d^2x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt} + Kx = 0 \quad (1.1)$$

avec $x(t)$ le déplacement, M la masse, c l’amortissement visqueux, K la raideur du ressort.

La synthèse sonore fondée sur la simulation de réseaux de systèmes masse-ressort-amortisseur a été proposée par Cadoz, Luciani et Florens dès le début des années 1980 avec la conception du langage CORDIS [Cadoz *et al.*, 1983] puis CORDIS Anima [Cadoz *et al.*, 1993], pour la manipulation d’objets sonores et visuels. Cet environnement modulaire permet de connecter les systèmes élémentaires et de les solliciter de différentes manières afin d’atteindre des comportements sonores variés incluant des phénomènes non-linéaires comme les collisions, les déformations plastiques ou la rupture. Cependant, la correspondance du système ainsi modélisé avec des objets physiques réels n’est plus directe, même si des équivalences mathématiques peuvent être établies pour des systèmes simples comme les cordes.

Actuellement, cette méthode fait encore l’objet d’études notamment concernant la conception d’instruments virtuels pour la pratique musicale [Leonard et Villeneuve, 2020].

1.1.1.3 Simulation numérique directe par schéma aux différences finies

Une méthode directe très utilisée pour générer un son à partir d’équations aux dérivées partielles est la résolution numérique par schéma aux différences finies. Cette méthode consiste à calculer des solutions approchées aux dérivées partielles en discrétisant l’espace et le temps. Les opérateurs dérivés sont approximés à l’aide de la formule de Taylor-Young et le schéma est construit de manière à établir une relation entre les valeurs connues du pas de temps présent aux valeurs inconnues du pas de temps suivant.

Dès le début des années 70, Hiller et Ruiz ont proposé la synthèse de son de cordes à l’aide de cette méthode [Hiller et Ruiz, 1971]. Plus récemment le livre de Bilbao regroupe de nombreux schémas conservatifs et leur mise en oeuvre pour la synthèse sonore d’instruments de musique [Bilbao, 2009], et ce domaine reste aujourd’hui un champ de recherche actif [Issanchou *et al.*, 2018]

[Ducceschi et Bilbao, 2019]. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet d'atteindre des sons très réalistes.

Cependant, une contrainte forte des schémas aux différences finies est qu'il est nécessaire de connaître un modèle analytique des vibrations du système sous forme d'équation aux dérivées partielles. Il est tout de même possible de concevoir des systèmes complexes en associant plusieurs systèmes élémentaires. Les environnements modulaires proposés par Physical audio¹ et Willemsen [Willemsen *et al.*, 2019] utilisent par exemple des cordes et des barres comme source sonore et leurs vibrations sont transmises à d'autres objets (corde sympathiques, barres, plaques) qui servent de « caisse de résonance ». De plus, l'utilisation de connecteurs et d'excitateurs non-linéaires permet de créer des instruments virtuels dynamiques et interactifs.

1.1.1.4 Synthèse modale

La synthèse modale consiste à décomposer la vibration d'un système en la somme des contributions de ses modes propres de vibration (solutions du problème aux valeurs propres associé). L'évolution temporelle de chaque mode propre de vibration est décrite par une équation différentielle du second ordre (correspondant à un système masse-ressort-amortisseur), dont la solution homogène est une sinusoïde amortie. À chaque mode de vibration est associée une déformée modale. L'analyse modale (la détermination des paramètres modaux) est directe dans le cas où un modèle analytique du système est disponible. Dans le cas contraire, il est possible d'estimer les paramètres modaux avec la méthode des éléments finis [Picard *et al.*, 2009].

Cette approche est connue depuis longtemps [Hou *et al.*, 1969], et est utilisée par exemple dans l'environnement modulaire MODALYS², développé par l'IRCAM suite aux travaux de Adrien [Adrien, 1991].

Bien que le cadre conceptuel soit différent, certains modèles de signaux sont proches de cette méthode car la décomposition en modes propres de vibration revient à décomposer le signal rayonné en composantes fréquentielles, comme le propose Fourier ou les méthodes hautes résolutions [Roy et Kailath, 1989]. En particulier, le modèle de signal pour la synthèse de phénomènes non-linéaires proposé dans cette thèse est largement inspiré de cette approche.

1.1.2 Synthèse par modèles de signaux

La synthèse par modèles de signaux (parfois appelée synthèse abstraite) propose une modélisation directe du signal sonore. Il existe de nombreux modèles de signaux basés sur différentes représentations (synthèse AM/FM, synthèse granulaire). Nous introduirons ici la synthèse additive et la synthèse soustractive, car nous utiliserons ces approches plus tard dans le manuscrit.

1. <https://physicalaudio.co.uk/products/derailer/>, visité le 25/09/2021

2. <https://forum.ircam.fr/projects/detail/modalys/>, visité le 25/09/2021

1.1.2.1 Synthèse additive

La synthèse additive, aussi appelé modèle sinusoïdal, consiste à modéliser le signal s fonction du temps t comme une somme de sinusoïdes :

$$s(t) = \sum_{i=1}^N A_i(t) \sin\left(\int_0^t \omega_i(\tau) d\tau + \phi_i\right) \quad (1.2)$$

A_i et ω_i sont l'amplitude et la pulsation instantanée de la $i^{\text{ème}}$ sinusoïde et ϕ_i sa phase initiale. Malgré son formalisme simple, ce modèle nécessite la manipulation de très nombreux paramètres pour générer des sons complexes. Par exemple, pour un signal comportant 100 sinusoïdes, il est nécessaire de régler la valeur de 300 paramètres dont 200 peuvent évoluer au cours du temps.

Cette approche est complémentaire avec la décomposition en série de Fourier qui permet d'évaluer les paramètres de synthèse pour la reproduction d'un signal dans le cas où la pulsation de chaque sinusoïde est constante. On parle alors d'analyse-synthèse.

Par exemple, McAulay et Quatieri ont proposé un modèle sinusoïdal pour l'analyse-synthèse de la parole [McAulay et Quatieri, 1988]. Serra a ensuite considéré le résidu de la décomposition comme un processus stochastique [Serra, 1990], on parle alors de modèle déterministe plus stochastique ou sinus plus bruit [Serra et Smith, 1990].

1.1.2.2 Synthèse soustractive

La synthèse soustractive, ou synthèse source-filtre, consiste à soustraire (filtrer) certaines parties du spectre d'un signal possédant une grande richesse spectrale.

Cette approche est particulièrement efficace pour la synthèse de sons possédant un contenu spectral formantique, comme c'est le cas pour la propagation d'un signal d'excitation dans des tubes. Par exemple, le modèle source-filtre est souvent utilisé pour la synthèse sonore de la propagation de l'onde vibratoire générée par les cordes vocales dans l'appareil phonatoire et est souvent utilisé de manière complémentaire au LPC qui permet l'analyse-synthèse de la voix avec un nombre réduit de paramètres [Arfib *et al.*, 2002].

Différents outils sont dédiés à la synthèse soustractive en permettant de « sculpter » directement le contenu spectro-temporel du signal, comme les logiciels audioSculpt³, Spear⁴, ou certaines fonctionnalités des DAW comme Adobe Audition. Cette opération est généralement effectuée grâce aux multiplicateurs de Gabor qui permettent de modifier une transformée temps-fréquence du signal puis d'effectuer la resynthèse du signal temporel correspondant [Dörfler et Torrèsani, 2010]. Le logiciel Spear utilise lui un modèle sinusoïdal dérivé du modèle de McAulay et Quatieri pour l'analyse et la resynthèse du signal [Klingbeil, 2005].

3. <http://anasynth.ircam.fr/home/software/audiosculpt>, visité le 25/09/2021

4. <https://www.klingbeil.com/spear/>, visité le 25/09/2021

La synthèse source-filtre est conceptuellement similaire au modèle *excitateur-résonateur* utilisé pour la modélisation des instruments de musique. Dans ce cas, on traite séparément la modélisation physique de la source du son, dans le cas des instruments à vent par exemple [Fransson, 1966], et la propagation du son dans le résonateur modélisé par des filtres résonants (par exemple des filtres à guide d'onde, voir Sec.1.1.1.1) [Scavone, 1999].

1.2 Contrôle de la synthèse sonore

Le contrôle de la synthèse sonore désigne la gestion des moyens offerts à l'utilisateur pour modifier le son généré par un processus de synthèse. Ces modifications sont opérées par la manipulation directe de paramètres par le biais de boutons ou par la récupération de données gestuelles qui sont ensuite traitées par le modèle.

Dans certaines situations, notamment dans le cas de la synthèse par modèles de signaux, le réglage du modèle est long et complexe tant les paramètres de synthèse sont nombreux et ont une influence fine sur le son généré. Dans ce cas, il est intéressant de lier des ensembles de paramètres de synthèse à quelques paramètres de contrôle "macro" plus simple à interpréter par l'utilisateur. On nomme paramètres *bas-niveau* les paramètres du modèle de synthèse et paramètres *haut-niveau* les paramètres plus simples à interpréter pour l'utilisateur par analogie aux langages de programmation (bas-niveau étant proche du langage machine et haut-niveau permettant de manipuler des objets "user-friendly"). La définition des relations entre les paramètres bas-niveau et haut-niveau est appelée *mapping*.

Pour un contrôle *intuitif* (ou *perceptif*) de la synthèse sonore, il est essentiel de définir un mapping qui permette une évolution du son cohérente avec l'action de l'utilisateur sur le modèle. Pour cela, il est nécessaire d'étudier comment les paramètres manipulés par l'utilisateur affectent notre perception du son en terme de qualité sonore (contrôle du timbre) ou de propriétés de la source sonore.

1.2.1 Contrôle du timbre

Le timbre désigne l'ensemble des caractéristiques du son autres que sa hauteur, son intensité et sa durée. Il est complexe de définir précisément le timbre et de nombreuses études proposent la définition de descripteurs du timbre, souvent empruntés à d'autres modalités sensorielles. Ainsi, on parle par exemple de couleur [Slawson, 1981], de brillance [Schubert et Wolfe, 2006], de chaleur [Rosi *et al.*, 2020] ou de rugosité [Vassilakis et Kendall, 2010] pour caractériser le timbre d'un son.

De nombreuses études proposent des stratégies de contrôle fondées sur des descriptions du timbre. Wessel [Wessel, 1979] construit un espace de timbre à partir de l'évaluation de la dissemblance entre des sons instrumentaux qu'il utilise pour le contrôle d'un algorithme de synthèse sonore. Depuis cette étude, de nombreux travaux ont été effectués pour le contrôle de la synthèse utilisant des descripteurs du timbre. Une vue d'ensemble de ce type de pratique qui constitue encore aujourd'hui un sujet de recherche est proposée dans [Ystad *et al.*, 2019].

Dans notre cas, nous cherchons à effectuer la synthèse de sons du quotidien et la possibilité de contrôler des attributs de la source sonore semble plus à propos que le contrôle du timbre du son.

1.2.2 Contrôle des attributs de la source sonore.

Les travaux de Gaver pour une approche écologique de la perception sonore [Gaver, 1988] [Gaver, 1993], présentés plus en détail dans la section suivante, sont le point de départ de nombreux projets proposant un contrôle de la synthèse sonore fondé sur une description des attributs de la source du son (sa forme, son matériau...) plutôt que sur le timbre. En effet, les travaux sur la perception du son étaient jusqu'alors concentrés sur les notions de musicalité et d'harmonie, et les sons du quotidien, souvent inharmoniques et bruités, n'étaient pas considérés comme des sujets d'études intéressants.

Rocchesso et Fontana proposent un ensemble d'outils pour la synthèse sonore d'objets du quotidien avec le sound design toolkit (SDT) dans le cadre du projet *The Sounding Object* [Rocchesso et Fontana, 2003]. Le SDT est composé d'un ensemble de modèles pour la synthèse de différents événements sonores solides (impact, friction) ou liquides (bulles). Le SPAD, développé par Veron et al., propose la synthèse de scènes sonores spatialisées incluant des sons de pluie, de feu, de vague, de vent et de pas avec un contrôle de différents attributs comme les craquements du feu [Verron *et al.*, 2009]. Aramaki et al. ont développé un synthétiseur de sons d'impact permettant le contrôle du matériau perçu avec la possibilité d'effectuer des transitions continues entre le métal, le bois et le verre [Aramaki *et al.*, 2011]. Conan et Thoret ont proposé des environnements de synthèse permettant de générer des sons correspondant aux interactions continues frotter, gratter et rouler [Conan *et al.*, 2014] et aux bifurcations entre les phénomènes de couinement et d'auto-oscillation lors de la friction entre deux objets [Thoret *et al.*, 2013]. Enfin, le projet Nemisindo⁵ porté par Reiss rassemble un nombre important de modèles physiquement informés pour le sound design permettant un contrôle des attributs de la source.

1.2.3 Contrôle gestuel

Le cas du contrôle gestuel est à part. Contrairement au contrôle direct de paramètres par le biais de boutons ou d'une interface graphique, le contrôle gestuel désigne la récupération de données gestuelles par un capteur (clavier midi, motion capture, Sensel Morph...) et leur mapping avec les paramètres de synthèse. Dans ce cas, l'objectif est de maximiser les capacités expressives de l'utilisateur avec un mapping transparent et dynamique entre le geste de l'utilisateur et le son généré par les processus de synthèse. La transparence est définie comme un indicateur de la distance perceptive entre le geste et la production sonore dans l'esprit de l'utilisateur et de son audience [Fels *et al.*, 2002].

5. <https://nemisindo.com/>, visité le 25/09/2021

1.3. Perception sonore des objets du quotidien et paradigme d'étude

La mise en place d'un contrôle gestuel transparent est souvent évidente pour les modèles physiques à condition d'avoir un contrôleur adapté. Par exemple, le contrôle d'un modèle de clarinette en temps-réel doit se faire sur plusieurs paramètres en simultanés (vitesse et pression à l'embouchure et doigts sur les trous) [Guillemain *et al.*, 2005] et peut être effectué à l'aide de contrôleurs spécialisés pour un contrôle gestuel transparent.

La conception de nouvelles interfaces et le mapping avec les paramètres des modèles de synthèse pour une utilisation plus expressive des synthétiseurs est le sujet de beaucoup de travaux de recherche, en particulier pour des applications musicales (voir par exemple les travaux de Wanderley et Depalle sur le sujet [Wanderley et Depalle, 2004] et les conférences internationales *New Interfaces for Musical Expression* [Jensenius et Lyons, 2017]), et de nouveaux contrôleurs sont régulièrement proposés à la vente (par exemple le Sensel Morph⁶).

1.3 Perception sonore des objets du quotidien et paradigme d'étude

Les travaux effectués au cours de ce doctorat s'inscrivent dans la continuité des travaux de Aramaki et al. pour le contrôle intuitif du matériau perçu [Aramaki *et al.*, 2009], de Conan concernant les interactions continues gratter, frotter et rouler [Conan *et al.*, 2014] et de Thoret pour la transition continue entre des sons de couinement et d'auto-oscillations [Thoret *et al.*, 2013]. Ces travaux ont mené à la définition d'un cadre conceptuel inspiré de l'approche écologique de la perception pour la description et le contrôle perceptif de la synthèse sonore : le paradigme *action-objet*. Ce paradigme est accompagné du développement d'un environnement de synthèse sonore en temps-réel pour l'expérimentation et la démonstration des travaux en cours au laboratoire PRISM. Cet environnement est également destiné à être utilisé dans d'autres cadres comme le sound design ou éventuellement la pratique musicale. Il s'appuie sur le contrôle d'attributs de la source sonore, en cohérence avec la classification des sons du quotidien proposée par Gaver.

1.3.1 Approche écologique de la perception

1.3.1.1 Niveaux d'écoute et classification des sons du quotidien

À la fin du siècle dernier, de nombreux travaux prennent les sons environnementaux (non-musicaux) comme objet d'étude. Le concept de paysage sonore (*soundscape*) est introduit par Schaffer qui propose « d'écouter le monde comme une vaste composition musicale » [Schaffer, 1993].

Dans ses travaux pour définir une approche écologique de la perception appliquée aux événements sonores, Gaver propose une classification des sons du quotidien en les regroupant en trois grandes catégories de sources sonores : les objets solides, liquides et gazeux [Gaver, 1993]. Au sein de chaque catégorie, Gaver identifie la

6. <https://morph.sensel.com/>, visité le 25/09/2021

cause physique du son (impact ou grattement pour les solides, variations de pression pour les gaz ...) et établit une cartographie à partir de ses observations (voir Fig.1.1). Les travaux effectués dans cette thèse s'intéressent exclusivement aux sons provenant de sources solides.

Les travaux de Gaver [Gaver, 1988] introduisent également la notion de *everyday listening* (littéralement écoute de tous les jours ou écoute du quotidien) en opposition à l'écoute analytique ou à l'écoute musicale. C'est ce niveau d'écoute que nous utilisons quotidiennement pour collecter des informations sur notre environnement (quelqu'un frappe à la porte, le voisin joue de la guitare, un objet est tombé, une voiture est en approche ...).

1.3.1.2 Les invariants morphologiques

L'approche écologique de la perception a été initialement proposée pour la modalité visuelle par Gibson [Gibson, 1979]. Cette approche suppose l'existence de structures invariantes, appelés *invariants perceptifs* ou *invariants morphologiques*, permettant la reconnaissance des événements. Warren et Verbrugge appliquent le concept d'invariant perceptif à l'audition, en montrant qu'il est possible de discerner les événements sonores de rupture et de rebond d'objets en verre à partir du rythme d'une série d'impact [Warren et Verbrugge, 1984]. Ils mettent ainsi en évidence la présence de structures invariantes dans le son permettant la reconnaissance d'événements sonores. Le concept d'invariant est ensuite repris et formalisé par McAdams et Bigand [McAdams et Bigand, 1993].

Les invariants perceptifs sont divisés en deux groupes : les *invariants structurels* qui mènent à la reconnaissance des propriétés physiques de l'objet sonore et les *invariants transformationnels* qui décrivent ce qui arrive à cet objet. Par exemple, si une plaque métallique est impactée, les morphologies sonores permettant la reconnaissance du fait que l'objet est une plaque en métal de telle taille sont les *invariants structurels* tandis que les morphologies qui permettent de caractériser l'impact (son intensité, sa dureté) sont les *invariants transformationnels*. Ainsi, les *invariants structurels* décrivent l'objet quand les *invariants transformationnels* décrivent l'action sur cet objet, d'où le paradigme *action-objet*.

1.3.2 Le paradigme *action-objet* pour la synthèse de sons d'environnement

L'objectif du paradigme *action-objet* est de lier la description sémantique d'une action sur un objet à un modèle de synthèse source-filtre (voir Fig.1.2). Chaque action, chaque objet est associé à une morphologie sonore particulière (l'invariant perceptif) qui le caractérise et les sons sont générés à partir d'une description sémantique de la source sonore. Ainsi, il est possible de gratter/frotter/rouler (d'après les travaux de Conan [Conan, 2014]) sur un objet défini par son matériau, sa forme et sa taille (d'après les travaux de Aramaki [Aramaki *et al.*, 2011]).

1.3. Perception sonore des objets du quotidien et paradigme d'étude13

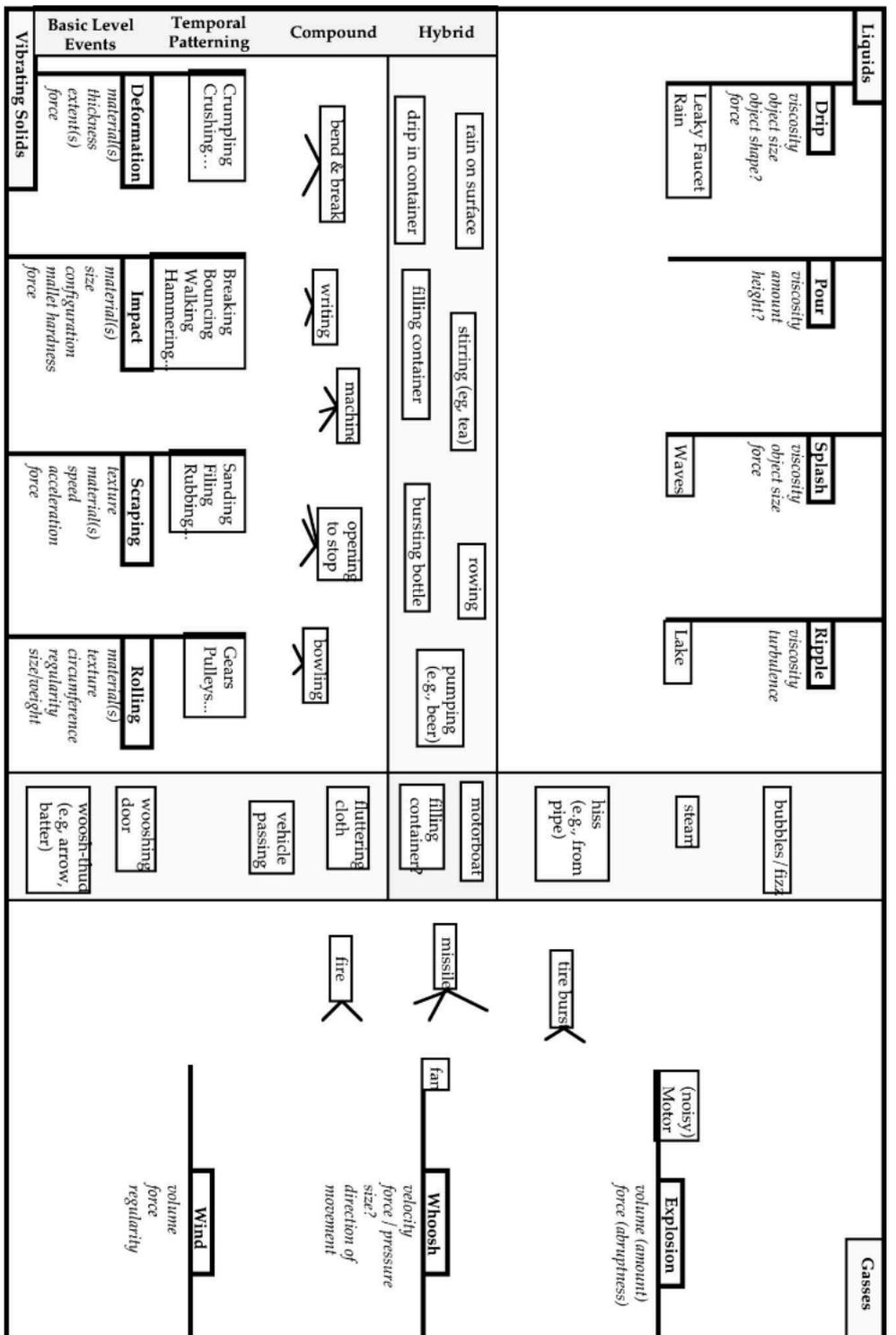


FIGURE 1.1 – Cartographie des sons du quotidien répartis en trois catégories (sources solides, liquides et gazeuses) représentées par les sections qui se chevauchent. Dans chaque section, la source du son est indiquée en gras et les attributs importants apparaissent en italique. Extrait de l'article de Gaver [Gaver, 1993].

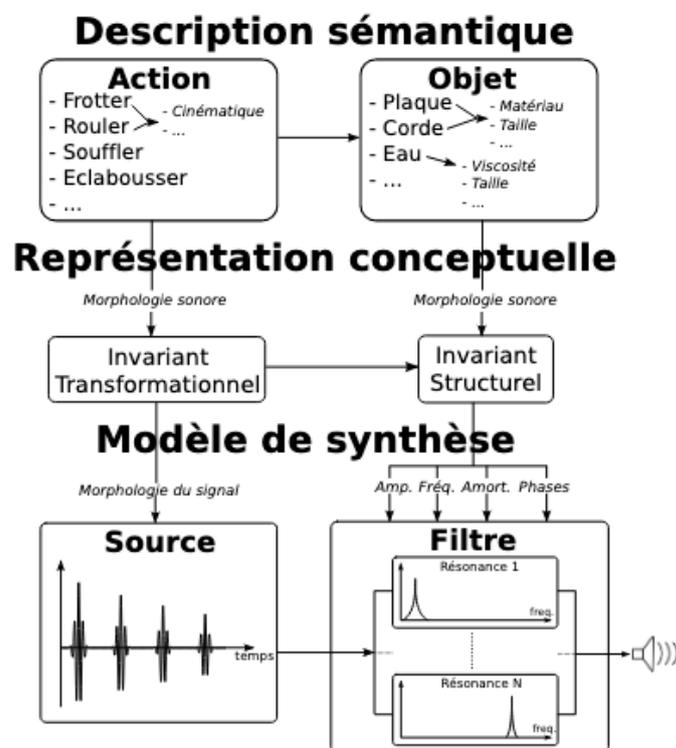


FIGURE 1.2 – Paradigme *action-objet* et modèle de synthèse associé. Extrait de la thèse de S.Conan [Conan, 2014]

1.3. Perception sonore des objets du quotidien et paradigme d'étude15

1.3.2.1 Modèle de synthèse source-filtre

Le modèle de synthèse source-filtre est particulièrement adapté pour séparer les caractéristiques de l'action et de l'objet : l'objet est décrit par un banc de filtres résonants dont les caractéristiques ne changent pas quelque soit l'action. La distribution fréquentielle des filtres, correspondant aux fréquences modales de l'objet, décrit la forme de l'objet et les amortissements des filtres en fonction de la fréquence portent l'information liée au matériau.

Il est important de noter ici que ce modèle de synthèse permet la prise en compte de phénomènes non-linéaires pour l'action mais que le comportement de l'objet est considéré linéaire (fréquences modales constantes, sinusoides exponentiellement décroissantes).

Conception du banc de filtres résonants. Chaque composante de la réponse impulsionnelle de l'objet est modélisée par un filtre passe-bande résonant permettant la synthèse de composantes sinusoidales exponentiellement amorties. Les filtres utilisés sont les filtres définis par Mathews et Smith [Mathews et Smith, 2003]. Leur principe est rapidement présenté ci-dessous.

La réponse impulsionnelle du filtre considéré est une sinusoides amortie de la forme :

$$y(n) = Ae^{-\alpha n/f_e} \sin(\omega n/f_e) \quad (1.3)$$

avec A l'amplitude de la composante, f_e la fréquence d'échantillonnage, α le coefficient d'amortissement et ω la pulsation de la composante.

Soit un vecteur évoluant au cours du temps dans le plan complexe :

$$z(n) = Z(n)e^{j\phi(n)} = Z(n) [\cos(\phi(n)) + j \sin(\phi(n))] \quad (1.4)$$

avec $Z(n)$ le module de $z(n)$ et $\phi(n)$ son argument.

Pour le cas particulier d'une phase tournant régulièrement (vitesse angulaire constante), et d'une décroissance exponentielle (décrément logarithmique), on peut écrire la relation de récurrence suivante :

$$z(n+1) = Re^{j\psi} z(n) \quad (1.5)$$

avec $R = \frac{Z(n+1)}{Z(n)} = e^{-\alpha/f_e}$, et $\psi = \phi(n+1) - \phi(n) = \omega/f_e$

On pose le nombre complexe z_1 constant au cours du temps :

$$z_1 = Re^{j\psi} = R\cos(\psi) + Rj\sin(\psi) = X + jY \quad (1.6)$$

On peut résoudre le système suivant pour la partie réelle et la partie imaginaire de $z(n+1)$ (on introduit le terme source $u(n)$ comme étant un nombre réel de façon arbitraire) :

$$\begin{aligned} x(n+1) &= Re(z(n+1)) = Xx(n) - Yy(n) + u(n) \\ y(n+1) &= Im(z(n+1)) = Xy(n) + Yx(n) \end{aligned} \quad (1.7)$$

$u(n)$ est le signal en entrée du filtre et $x(n)$ ou $y(n)$ sont les signaux en sortie du filtre. Ainsi, si $u(n) = \delta(n)$, alors $x(n)$ est un cosinus exponentiellement amorti et $y(n)$ un sinus exponentiellement amorti, et en combinant $x(n)$ et $y(n)$ on peut contrôler la phase de la sinusoïde générée. Ici, nous choisissons d'utiliser $y(n)$ en sortie de filtre. La pulsation de chaque composante est noté ω et le coefficient d'amortissement est fonction de la pulsation $\alpha = \alpha(\omega)$. La loi d'amortissement est déterminée par le contrôle du matériau.

Modèle pour le contrôle perceptif du matériau. Les travaux de Aramaki et al. [Aramaki *et al.*, 2011] ont conclu que l'amortissement était l'indice acoustique le plus fortement impliqué dans la reconnaissance du matériau d'une source sonore. Il en résulte un modèle d'amortissement exponentiel fonction de la pulsation de la composante :

$$\alpha(\omega) = e^{\alpha_G + \omega \alpha_R} \quad (1.8)$$

avec α_G l'amortissement « global » et α_R l'amortissement « relatif ». Des valeurs ont été déterminées (voir table 1.1) pour la reconnaissance de différents matériaux grâce à des tests d'écoutes. Le modèle permet des transitions continues entre les différents matériaux avec une interpolation linéaire des paramètres d'amortissement entre les valeurs déterminées pour chaque matériau.

TABLE 1.1 – Valeurs des paramètres d'amortissement pour les différents matériaux de l'espace de contrôle.

Matériau	α_G	α_R
bois	1.70000	0.00036
pierre	5.70673	0.00008
plastique	4.79100	0.00002
verre	2.19000	0.00003
métal	0.33220	0.00004

Modèle pour le contrôle de l'action. Le modèle phénoménologique utilisé par Conan pour la production sonore lors des interactions continues gratter, frotter et rouler consiste à décrire ces interactions comme une série de micro-impacts dont la distribution temporelle et l'amplitude répond à une loi statistique. Chaque micro impact est déterminé par son amplitude et sa durée. L'amplitude de chaque impact et le délai entre deux impacts est calculé par un processus aléatoire et un filtre pour introduire de la corrélation entre les impacts. La durée de l'impact est calculée par une loi de puissance fonction de l'amplitude [Conan *et al.*, 2014].

La somme de ces micro-impacts constitue la source du modèle source-filtre présenté plus haut.

Thoret propose un modèle pour simuler le couplage non-linéaire lors de phénomènes de friction à partir d'un filtrage linéaire [Thoret *et al.*, 2013]. Il propose

1.3. Perception sonore des objets du quotidien et paradigme d'étude17

un modèle pour la source correspondant à un signal harmonique modulé en amplitude dont la fréquence fondamentale varie de façon chaotique pour le cas du couinement jusqu'à s'accorder et devenir constante pour simuler les oscillations auto-entretenues. Les bifurcations d'un comportement à l'autre sont contrôlées par un couple de paramètres pression-vitesse recueilli par une interface tactile (voir Fig.1.3)

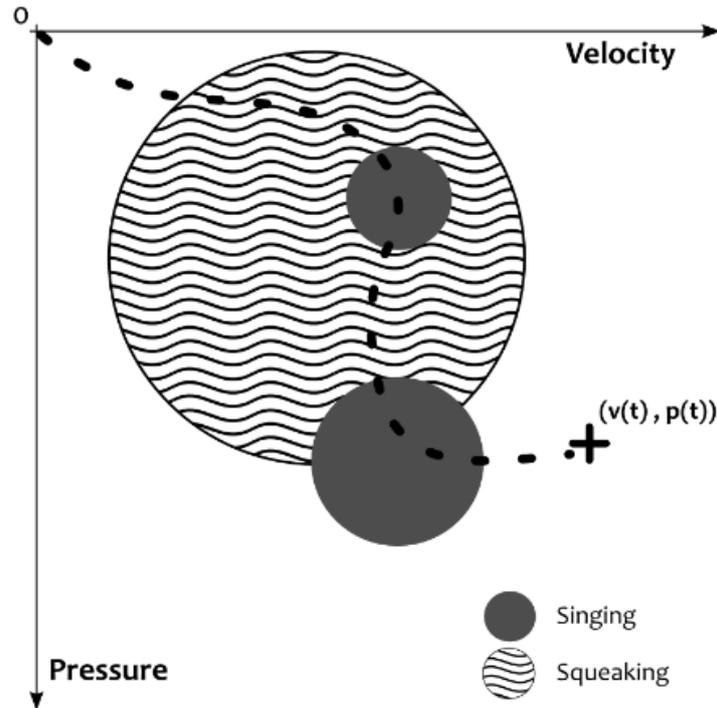


FIGURE 1.3 – Un exemple de stratégie de contrôle pour définir le comportement vibratoire résultant de l'interaction couplée en fonction des paramètres de pression et de vitesse. Extrait de l'article de Thoret et al. [Thoret *et al.*, 2013].

1.3.2.2 Les métaphores sonores

Un avantage du paradigme *action-objet* est qu'il permet de créer des combinaisons inédites entre des actions et des objets qu'il est physiquement impossible d'associer dans la réalité, comme faire rebondir une goutte d'eau ou frotter du vent.

Conan introduit dans sa thèse le concept de métaphores sonores comme une méthode permettant de modifier le sens véhiculé par une *texture sonore*. Dans son travail, il part de différentes textures stationnaires (pluie, nappe de synthétiseur) qu'il considère comme étant l'objet (le filtre) du synthétiseur. Il associe ensuite ces objets aux invariants transformationnels correspondant aux différentes actions pour évoquer des notions abstraites comme « frotter la pluie » ou « faire rouler le final du requiem de Mozart ». Les tests perceptifs menés pour l'évaluation de cette méthode montrent que la fusion de l'interaction et de la texture sonore est nettement

meilleure que pour un simple mélange des deux sources et que les interactions sont très bien reconnues [Conan, 2014].

1.4 Enjeux de la thèse

Dans cette thèse, nous cherchons à définir les invariants perceptifs correspondant aux phénomènes non-linéaires intervenant dans la modélisation physique des sources sonores. Notre objectif est de concevoir un modèle simplifié pour la synthèse des sons solidiens prenant en compte l'influence des phénomènes non-linéaires sur la perception sonore.

Les phénomènes non-linéaires sont responsables des modifications du comportement vibratoire d'une structure résonante lorsque la sollicitation évolue. La détermination des morphologies sonores importantes pour la reconnaissance de ces phénomènes et la conception de modèles simplifiés pour leur synthèse comporte un intérêt pour améliorer l'aspect dynamique des processus de synthèse. Cet aspect est un enjeu important pour la conception de moteurs de synthèse sonore pour les environnements interactifs, qui nécessite de concevoir des modèles maximisant les capacités expressives de l'utilisateur en restant peu coûteux en temps de calcul.

La conception de ces modèles pourrait également permettre d'envisager certaines applications dans le domaine musical comme des environnements pour la synthèse de gongs, cymbales et caisses claires en temps-réel, remplaçant ainsi les banques de données conséquentes allouées à ces percussions pour la production musicale ou la pratique sur instrument virtuel (banques de sons pour les batteries électroniques par exemple).

Des modèles inspirés de la physique pour la synthèse temps-réel de sons dont le comportement de la source est non-linéaire ont déjà été développés. En particulier, le phénomène d'impact et la synthèse de sons percussifs pour différents environnements ont été très étudiés (sans pour autant prendre en compte l'influence de la non-linéarité du contact sur la production sonore à chaque fois). Le modèle proposé par Conan introduit une dépendance entre l'amplitude d'excitation et la durée de l'excitation dont la prise en compte est essentielle pour la synthèse des sons de roulement [Conan, 2014]. D'autre part, différents auteurs proposent des simulations interactives du phénomène de friction. Leonard et Cadoz effectuent la simulation audio-tactile d'instruments virtuels par des réseaux de systèmes masse-ressort-amortisseur (cordes frottées par exemple) [Leonard et Cadoz, 2015]. Avanzini et al. proposent une simulation audio-visuelle de différents cas de frictions pour les sons du quotidien (porte qui grince, doigt qui couine sur un verre) [Avanzini *et al.*, 2005]. Thoret et al. ont conçu un modèle de synthèse dans le paradigme action-objet permettant des transition continues entre les phénomènes de couinement et d'auto-oscillation [Thoret *et al.*, 2013]. Leur modèle permet de se libérer des contraintes de la modélisation physique pour une utilisation, par exemple, à des fins de guidage gestuel pour l'apprentissage [Thoret *et al.*, 2016]. Enfin, le

comportement non-linéaire des objets pour de grandes amplitudes de vibration a fait l'objet de modèles simplifiés, en particulier pour les plaques car la résolution directe de modèle de vibrations non-linéaires dans ce cas demande un temps de calcul très important. La modélisation de ce type de structure au comportement complexe peut se faire par des oscillateurs couplés, comme proposé par Chaigne et al. [Chaigne *et al.*, 2004]. Pierce et Van Duyne proposent un « filtre non-linéaire » pour la synthèse d'instruments de musique fortement non-linéaires avec des filtres guide d'onde [Pierce et Van Duyne, 1997]. Cependant, il n'existe pas à notre connaissance de tentative de modéliser directement les morphologies sonores caractéristiques de ces phénomènes.

1.4.1 Les phénomènes non-linéaires dans la production des sons solidiens

Nous cherchons à identifier et à classer les phénomènes non-linéaires ayant une influence décisive sur la production sonore pour les sons solidiens afin de déterminer l'étendue des phénomènes concernés par le sujet de cette thèse. Nous nous appuyons sur les travaux de Houix et al. sur la catégorisation des sons du quotidien [Houix *et al.*, 2012]. Les résultats de leur étude mettent en évidence deux groupes de sons « solides » : les sons produits par l'interaction entre plusieurs objets et les sons produits par la déformation d'un seul objet. Chacun de ces groupes est également divisé en deux sous-groupes : les interactions discrètes et continues, et les déformations avec ou sans destruction.

Les classes que nous proposons sont également inspirées des catégories de non-linéarités observées en mécanique des structures :

- Conditions aux limites ou chargement non-linéaires (interactions non-linéaires) : contact avec ou sans frottement.
- Non-linéarités géométriques : les modifications de la géométrie de l'objet pendant le chargement ont un effet sur son comportement qui ne peut plus être négligé (grandes déformations élastiques).
- Non-linéarités matérielles (ou de comportement) : Les propriétés matérielles changent en fonction du chargement, les déformations ne sont plus proportionnelles aux contraintes et peuvent devenir irréversibles (plasticité, visco-élasticité, endommagement, fissuration...).

Une liste d'objets sonores appartenant aux différentes classes est présentée. Cette liste se concentre sur les effets audibles que les phénomènes non-linéaires peuvent avoir sur le signal sonore. Par exemple, la modélisation physique d'un impact étant généralement non-linéaire, tous les sons percussifs peuvent être définis comme résultant d'un phénomène non-linéaire. Cependant, l'aspect non-linéaire de l'impact ne conduit pas à un effet audible sur un son isolé, mais à une modification de la brillance entre deux sons produits par des impacts de forces différentes, et c'est à ce titre que le cas d'un impact simple peut apparaître dans cette liste (par exemple dans le cas emblématique du marteau sur la corde de piano).

Dans les objets sonores présentés, le cas des instruments de musique est particulièrement discuté. Ce type d'objets étant conçu pour la production sonore, il en résulte une grande variété de phénomènes physiques produisant des sons riches et complexes. C'est ce qui en fait des objets d'étude de choix, même dans le contexte de l'étude des sons écologiques.

Nous séparons les phénomènes non-linéaires intervenant dans la modélisation physique des sources sonores en deux grandes catégories : les interactions non-linéaires et le comportement non-linéaire intrinsèque des objets (non-linéarités géométriques et non-linéarités matérielles).

1.4.1.1 Les interactions non-linéaires

Le phénomène de contact entre solides est par essence non-linéaire. L'évolution de la surface de contact à l'écrasement induit une modification de la force de réaction même dans le cadre d'un comportement linéaire du matériau. De plus, lorsque la contrainte est unilatérale (collisions avec un obstacle), la modélisation est forcément non-linéaire car elle implique un comportement radicalement différent entre le moment du contact et le moment du décollement. En revanche, une liaison encastrement ou un appui simple avec un autre solide peut être modélisé par une condition au limite linéaire.

Nous séparons les interactions non-linéaires en deux groupes : les interactions discrètes et les interactions continues.

Les interactions discrètes : *impacts, collisions, rebonds.*

Le timbre du son rayonné par un objet impacté change en fonction de l'excitation. La nature de l'impacteur (baguette, mailloche, ballet, main ...) et le geste (profil de la force d'interaction en fonction du temps et de l'espace) définit la quantité d'énergie et sa distribution sur les modes du résonateur. De manière générale, l'impacteur se durcit lorsque l'intensité de l'impact augmente, induisant un son plus brillant. Cet effet est d'autant plus audible que l'impacteur est mou.

Par exemple, dans le cas des instruments de percussions à main, il est possible d'atteindre une diversité importante de sons avec l'interaction main/membrane. En effet, le comportement fortement non-linéaire des différentes parties de la main (paume/doigts, claqué/poing) lors du contact avec un instrument à percussion permet une grande variété de jeu (claquement, basse, sourdine). Ce comportement, lié à la composition hétérogène de la main (os, pulpe, peau), implique une modification de la brillance de l'impact en fonction de la force de frappe mais aussi une modification des propriétés de l'instrument en cas de contact plus ou moins prolongé (dissipation d'énergie).

Dans le cas des instruments à cordes, la dynamique du jeu et les capacités d'expression du musicien sont liées au caractère non-linéaire de l'excitation : le marteau du piano se durcit fortement pour des forces d'impact importantes, l'excitation des cordes pincées (incluant l'utilisation d'un plectre) se termine de façon plus ou moins brutale ce qui permet d'exciter tout le spectre de la corde,

l'interaction avec la table d'harmonie et d'autres éléments pendant la vibration de la corde peut produire une diversité importante d'effets sur le signal sonore. Par exemple, on observe un son très puissant lorsque la corde rentre brutalement en collision avec la table d'harmonie suite à une impulsion de grande intensité (slap).

Lorsque les deux objets interagissant sont liés par une force qui tend à les maintenir en contact, une dynamique particulière peut se mettre en place induisant des impacts successifs. La répartition temporelle de ces impacts varie selon les paramètres physiques décrivant les rebonds des objets (la forme de l'objet, la dissipation dans le choc, la force qui tend à rapprocher les objets). Par exemple, lors de la frappe d'une percussion avec une baguette, les variations de brillances liées au comportement non-linéaire à l'écrasement de l'olive sont limitées. Cependant, certaines techniques de jeu basées sur les rebonds de la baguette permettent de créer des sons particuliers parfois proches d'interactions continues (chuintement) entre la baguette et le tambour (buzz roll - roulement écrasé). D'autres impacteurs, comme les balais pour batterie, provoquent une multitude d'impacts avec une dynamique particulière. La souplesse des tiges métalliques encourage les rebonds sur le résonateur, ce qui génèrent des sons riches et complexes.

D'autres instruments à percussions présentent des interactions complexes avec des collisions multiples induites par les vibrations du résonateur. Par exemple, la présence d'éléments partiellement solidaires (éléments cliquetant, tintement) sur certaines percussions (timbre de la caisse claire et du cajon, buzzers du kalimba, grelots et clochettes sur charleston) modifie considérablement le son rayonné en perturbant la vibration de l'objet résonant. Dans d'autres cas, c'est le grand nombre de petits impacts qui constitue la source du son (tambourin, shaker, bâton de pluie, charleston).

De nombreuses configurations présentant des séries d'impacts peuvent également être observées dans des situations « quotidiennes ». La chute (sans destruction) d'objets donne lieu à des rebonds caractéristiques dépendant fortement du comportement lors du contact et de la forme de l'objet. Par exemple, le comportement d'un bol métallique lors de sa chute pourra aisément être différencié de la chute d'un stylo en plastique. Le son produit par une règle flexible maintenue sur le bord d'une table et écartée de sa position d'équilibre produit également une interaction particulière caractéristique et le son résultant est souvent utilisé comme bruitage pour les dessins animés. D'autre part, un impact de très grande intensité sur une table peut faire rebondir l'ensemble des objets se trouvant sur son plateau, comme une porte claquée très fort fera vibrer et tomber différents objets alentour. Les machines tournantes comme les moteurs de voiture ou les machines à laver peuvent également être la source de sons percussifs répétés au sein du système et suite aux transmissions solidiennes de leurs vibrations à d'autres objets (vitre de la voiture, objet posé sur la machine à laver...).

Les interactions continues : *friction, roulement, jivari.*

Lorsque les impacts successifs deviennent très rapprochés ou dans le cas de

contacts maintenus on parle d'interaction continue. Nous pouvons nous rendre compte que la frontière entre interaction discrète et continue est difficile à percevoir et qu'il est parfois possible de passer continuellement d'une catégorie à l'autre. Par exemple, le roulement écrasé sur un tambour peut être perçu comme une multitude d'impacts ou comme un phénomène continu selon la fréquence d'occurrence des impacts sur la membrane (fonction de la force d'écrasement de la baguette et de la tension de la membrane). De façon similaire, les rebonds successifs entre les deux cymbales du charleston peuvent être perçus comme un phénomène discret ou continu en fonction de la pression appliquée par le pied de l'instrumentiste pour rapprocher les cymbales. La transition entre la perception d'un phénomène discret à un phénomène continu se situe autour d'une fréquence de $20Hz$ pour l'occurrence des collisions.

Les collisions très rapprochées dans le temps entre la corde et d'autres éléments est au coeur du timbre particulier produit par certains instruments Indiens comme la sitar, le tanpura ou la rudra vina. Le phénomène acoustique sous-jacent, appelé *jivari* par les Indiens, crée un son bourdonnant soutenu causé par l'interaction entre les cordes et un chevalet légèrement incurvé. Lorsqu'une corde est excitée, elle a une interaction fine et intermittente dont le point de contact avec le chevalet évolue avec l'amplitude des oscillations. Il en résulte une apparition retardée de certains harmoniques et un effet de type « phaser ». Ce phénomène est également appelé *sawari* en musique traditionnelle Japonaise. Un effet similaire peut être obtenu en chatouillant une corde en vibration avec un élément de faible masse comme un fil. D'autre part, lorsque les mains d'un guitariste agissent sur les cordes, le son rayonné est modulé de différentes manières : la main gauche peut agir sur la tension de la corde (bend) ou sur le contact avec la table d'harmonie (tapping, hammer, slide, note « morte » ...), la main droite excite ou étouffe les cordes (palm mute, choke). De manière générale, il est d'usage pour les percussionnistes d'utiliser leurs mains pour étouffer la vibration du résonateur afin de raccourcir le son ou pour un effet « sourdine » (tambour, cymbale, triangle). Ici, les interactions continues viennent perturber le déplacement d'objets déjà en vibration.

Les interactions continues peuvent également être la source des vibrations de l'objet résonant dans les cas regroupant les trains d'impulsions très rapprochés et les phénomènes de frictions : frottement, grattement, roulement, couinement, auto-oscillations. Ces phénomènes peuvent être observés dans de nombreuses situations de la vie quotidienne : une porte qui grince, un rail qui coulisse, une bille qui roule, un crayon qui dessine... En particulier, les machines tournantes produisent beaucoup de phénomènes de ce type dans les éléments permettant la transmission de puissance (engrenages, poulies-courroies) ou les mouvements relatifs entre les différentes parties du système (roulements à billes, coussinets, rotules).

Les phénomènes d'oscillations auto-entretenues et de couinement peuvent être observés lors du frottement de mailloches sur des percussions métalliques. Les sons produits peuvent être complexes (cymbales, gongs) ou purs (bols tibétain). Ce type de phénomènes est également au coeur de la production sonore de certains

idiophones (verres musicaux, harmonica de verre, scie musicale) avec le doigt ou avec un archet, comme dans le cas des cordes frottées. Ce type de phénomène physique et les bifurcations d'un comportement à l'autre sont causées par le couplage fortement non-linéaire lors de l'interaction pouvant produire une grande variété de phénomènes acoustiques riches.

Les interactions peuvent également être la source d'un comportement non-linéaire de l'objet vibrant sans pour autant être la source de la production sonore. Il est possible de faire varier la tension en appuyant avec un doigt ou une baguette sur une membrane, ou à l'aide d'une pédale dans le cas des timbales. De manière analogue, il est possible de faire varier le pitch d'une percussion de type "plaque" en la tordant, comme dans le cas de l'utilisation d'un flexatone ou d'une scie musicale. Le cas de la scie musicale est particulièrement intéressant : c'est en tordant la scie en forme de S que l'on vient créer une zone résonante plate dont la largeur varie selon la position du point d'inflexion (qui est également le point d'application de l'excitation). D'autre part, les variations de position du point d'inflexion au cours du temps (causées par l'excitation ou les déplacements de la main tordant la scie) induisent un vibrato faisant penser à une voix chantée.

1.4.1.2 Comportement non-linéaire intrinsèque à l'objet

En mécanique des structures, on parle de comportement non-linéaire lorsque la réponse d'un solide n'est pas proportionnelle au chargement. Deux éléments participant à la nature de l'objet peuvent être responsables de ce changement de comportement :

- Non-linéarités géométriques : les modifications de la géométrie de l'objet lors des déformations peut entraîner un comportement non-linéaire pour des propriétés constantes du matériau le constituant (grandes déformations élastiques). Ce comportement est réversible.
- Non-linéarités matérielles : si les déformations sont trop importantes, le matériau change de propriétés (déformation plastique ou rupture). Ce comportement est irréversible.

Non-linéarités géométriques : *turbulences d'ondes, variations de tension, flambage*

Le cas des cymbales et gongs est particulièrement intéressant pour les phénomènes non-linéaires audibles pour de grandes amplitudes de vibration élastiques. On peut entendre une apparition retardée et soutenue de composantes hautes fréquences (déferlement) et un signal bruité caractéristique de ce genre d'instruments lors de forts impacts avec des mailloche molles. Des phénomènes similaires sont observés pour les impacts sur les tôles métalliques, qui sont parfois secouées pour le bruitage du grondement du tonnerre. On observe également un comportement complexe et non-linéaire dans le cas du steel drum (steel pan) induisant une signature sonore particulière.

Dans le cas des membranes tendues (tambour, tom, conga), les grandes amplitudes de vibration induisent une augmentation des fréquences modales causée par les variations de tension dans la membrane. On observe un comportement similaire pour les cordes, qui peut produire un glissando descendant à mesure que son amplitude de vibration décroît.

En revanche, si ces structures souples (voire molles) sont détendues, elles admettent de très grandes déformations et leur comportement vibratoire devient peu résonant. Des sons très caractéristiques de ce genre de comportements sont produits par les feuilles en papier et en aluminium, les textiles (toiles, draps ...) et les sacs en plastique fin lorsqu'ils sont impactés ou secoués. Ces objets lorsqu'ils sont maintenus dans une position possèdent des directions privilégiés dans lesquels ils sont plus raides (on parle parfois de « fil » lors de la tension d'une toile) et leurs modifications par une action extérieure peuvent provoquer un déplacement relativement rapide produisant un son. C'est typiquement le genre de comportement observé pour le cas du flambage ou du voilement de structures minces comme une canette en aluminium, une bouteille en plastique ou un couvercle de boîte métallique. Ces structures passent rapidement d'une position d'équilibre à une autre lors d'une simple pression, ce qui produit un son percussif. En revanche, si la pression sur ce genre d'objets devient trop importante, le pli devient marqué, on parle alors de déformations plastiques.

Déformations plastiques : *pliage, emboutissage, froissage.*

Si les déformations deviennent trop importantes, l'objet subit des modifications irréversibles affectant son comportement vibratoire. Avant la rupture, les matériaux ductiles admettent des déformations plastiques, ils peuvent ainsi être pliés sans rompre. Le pli d'un objet peut produire un son en lui même qui ressemble aux sons de voilement (son percussif court car le matériau est très contraint). Lorsque l'on froisse ou qu'on met en boule une feuille de papier ou d'aluminium, on entend une multitude de sons correspondant aux différents plis et aux frottements entre les différentes parties de l'objet. Le même type de son est produit lors de l'écrasement de structures minces comme des canettes en aluminium ou des bouteilles en plastiques.

Les déformations plastiques peuvent également être le résultat d'un choc intense. Dans ce cas le son de l'impact sera suivi des sons des différents plis et la résonance de l'objet sera modifiée à mesure que sa forme change. Le son rayonné par un objet plié sera généralement plus aigu, moins riche et plus amorti. Dans le cas des contenants comme les canettes et les bouteilles, le fait de les écraser réduit également la taille de leur cavité ce qui augmente sa fréquence de résonance. Dans le cas des matériaux souples et ductiles comme le plomb, le cuivre ou l'étain et pour des impacts de moyenne intensité, la déformation plastique reste localisée à l'endroit du choc et l'énergie est rapidement dissipée, ce qui contribue à étouffer le son percussif : on parle de matage.

Rupture : *arrachement, fissuration, cisaillement, craquements, casse.*

La rupture partielle ou totale d'un objet représente une grande diversité de

phénomènes pouvant produire une grande variété de sons. Comme pour les déformations plastiques, la rupture en elle-même produit un son et les propriétés de l'objet se trouvent ensuite modifiées.

Le son produit par la rupture dépend fortement de l'action appliquée pour casser l'objet : la chute d'un objet fragile produit une rupture soudaine suivie des interactions des différents morceaux avec le sol, l'arrachement ou le déchirement produisent une multitude de craquements successifs, le cisaillement ou la découpe produisent un son composé du frottement du ciseau contre la face de découpe et du craquement de l'objet découpé, une contrainte appliquée progressivement permet d'isoler le son propre à la rupture, souvent percussif et soudain, et peut encourager la propagation de fissures. De nombreuses machines sont conçues pour scier, meuler, disquer, percer, perforer, broyer. Ces machines produisent un son propre et leur interaction avec la matière est également une source sonore importante constituée d'une multitude de chocs souvent périodiques car la plupart d'entre elles sont des machines tournantes. On les rencontre particulièrement dans les domaines du travail artisanal ou industriel de différents matériaux, dans la cuisine (ou l'industrie agro-alimentaire) ou dans l'armement.

De même le comportement de l'objet à la rupture est très différent selon le matériau de l'objet : les objets en verre présentent des ruptures soudaines pour des déformations relativement faibles, certains métaux et plastiques peuvent atteindre de très grandes déformations avant de se casser, les matériaux composites et fibreux comme le bois, le papier ou les textiles se craquent fibre par fibre, et les agrégats comme le béton, le mortier, le plâtre ou le medium se désagrègent.

Après la rupture, les objets concernés se retrouvent modifiés de façon irréversible. Si l'objet est cassé en plusieurs morceaux, le son produit par chaque morceau sera différent du son de l'objet original mais son comportement vibratoire reste similaire. En revanche, un objet fissuré et tordu peut présenter un comportement vibratoire particulier lorsque les différentes parties de part et d'autre de la fissure interagissent entre elles. Le son produit est similaire aux interactions intermittentes présentées dans la section précédente.

1.4.2 Paradigme Action-Objet étendu : vers le contrôle de la synthèse sonore de phénomènes non-linéaires

En résumé, les phénomènes non-linéaires produisent des effets très divers sur le signal sonore rayonné par les solides. On parle d'étouffement, de sourdine, de chatouille, de rebond, de cliquètement, de chuintement, de bourdonnement pour qualifier les interactions. On remarque également la présence répétée du mot "buzz" en anglais (traduction anglaise de "bourdonnement", proche de l'onomatopée "bzzz") pour décrire les collisions dans les instruments de musique (string buzz, kalimba's buzzers, buzz roll). Les termes pour décrire le comportement non-linéaire ont tendance à être plus spécifiques et à engendrer des attentes plus précises en terme de son rayonné : déferlement, pliage, emboutissage, froissage, fissuration, craquement, arrachement, fracture. De plus, la plupart de ces termes font directe-

ment référence à l'aspect non-linéaire du comportement de l'objet résonant.

Les sons correspondant à ces événements peuvent permettre de qualifier l'intensité de l'interaction ou même l'intention de l'utilisateur (frapper fortement/doucement/mollement, tomber de haut, claquer la porte, secouer avec colère...). De fait, de nombreux comportements non-linéaires apparaissent pour des excitations de grandes amplitudes, induisant des transmissions de vibrations à d'autres objets via des liaisons partielles ou une situation difficile à supporter pour l'objet vibrant (grandes déformations élastiques, déformations plastiques, rupture).

En effet, les phénomènes non-linéaires sont caractérisés par une réponse du système non-proportionnelle aux sollicitations auxquelles il est soumis, ce qui entraîne des effets différents sur le son rayonné quand l'amplitude d'excitation est modifiée. On peut observer des effets de seuil, par exemple pour les phénomènes de contact (les objets ne se touchent pas jusqu'à un certain point, puis le contact apparaît pour une certaine amplitude de vibration) ou les non-linéarités matérielles (le comportement est élastique jusqu'à une certaine déformation puis de la plasticité ou une cassure apparaît). On observe également des effets de couplage, par exemple lors de la friction entre deux objets (le comportement bifurque du couinement vers les oscillations auto-entretenues pour certains jeux de paramètres pression-vitesse) ou lors de couplages internes aux objets (résonances internes pour de grandes amplitudes de vibrations élastiques).

Lorsque la dynamique des deux objets interagissant ne peut pas « s'accorder », l'interaction ne présente pas de couplage. Par exemple pour les rebonds ou le roulement d'une bille sur une table épaisse en bois, les vibrations de la table n'influent pas sur la dynamique de la bille et inversement. En revanche les effets non-linéaires de la mécanique du contact ont une influence sur la dynamique de l'interaction et sur le son rayonné car l'interaction est composée d'une succession de micro-impacts de différentes intensités et la non-linéarité introduit une dépendance entre l'amplitude de l'impact et sa durée.

Ce type d'interaction et les morphologies sonores correspondantes ont été largement étudiées par Conan dont les travaux sur le grattement, le frottement et le roulement ont été introduits dans les sections précédentes [Conan *et al.*, 2014] et sont parfaitement décrits dans le paradigme *action-objet*. De même, les phénomènes de friction et le couplage induisant des bifurcations entre les couinements et les auto-oscillations sont l'objet d'une étude de Thoret qui peut s'intégrer dans le même paradigme [Thoret *et al.*, 2013]. Dans ces cas, l'objet est initialement au repos et l'action joue le rôle d'excitation et correspond à la source du son.

Dans d'autres cas, l'objet déjà en vibration et l'action vient perturber son fonctionnement. À ce moment là, l'action a toujours un effet direct sur la production sonore en perturbant le comportement vibratoire et le paradigme action-objet peut permettre de décrire l'évènement sonore. En revanche, c'est le lien entre la description sémantique et le modèle de synthèse source-filtre qui n'est plus aussi direct. En effet, l'action (la perturbation) vient prendre de l'énergie à l'objet pour la redistri-

buer entre les deux objets interagissant. C'est l'objet vibrant qui devient la source d'énergie.

L'objet peut également interagir avec d'autres objets de son environnement proche qui peuvent eux-même interagir entre eux. Si les différentes interactions n'ont pas d'effets simultanés sur la production sonore et qu'il n'y a pas de couplage, chaque interaction peut être traitée de façon indépendante comme la somme d'actions sur des objets isolés. En revanche, lorsque la vibration d'un objet est perturbée par d'autres objets, il est nécessaire de considérer l'objet au sein de son environnement lorsque l'on vient agir dessus.

Enfin, le comportement non-linéaire des objets lorsque l'excitation est de grande amplitude a lui aussi une influence sur le modèle de synthèse associé. Les résonances internes pour de grandes amplitudes de vibrations élastiques induisent des redistributions d'énergie entre les modes qui ne peuvent pas être générés lors d'un filtrage linéaire, et les phénomènes liés à la plasticité et à la rupture de l'objet produisent des variations des paramètres modaux qui agissent également sur le filtre.

Pour proposer une description sémantique de ces événements sonores et un modèle de synthèse associé, il est donc nécessaire de différencier deux types d'actions, les excitations et les perturbations, et de considérer l'objet avec son environnement. Ainsi, l'utilisateur vient agir sur un système comprenant différents objets pouvant interagir entre eux. La description d'événements sonores complets devient par exemples : « lancer une balle qui rebondit sur du parquet », « impacter une corde qui frise car elle effleure une frette pendant ses vibrations », ou « frotter puis étouffer une cymbale ». Nous considérons donc un système d'objets interagissants que l'on vient exciter ou perturber. Nous pouvons également caractériser l'action plus précisément, en ajoutant un qualificatif relatif à son intensité ou en utilisant un verbe qui implique un comportement précis pour l'objet : « taper fort à la porte », « claquer la porte », « casser la porte ».

Une proposition de généralisation du paradigme action-objet pour intégrer les phénomènes non-linéaire est présentée Fig.1.4. La conception du modèle de synthèse constitue un des enjeux de la thèse et est l'objet du chapitre 3. Nous ne présentons pas le modèle dans ses détails ici mais nous proposons une description schématique du cheminement de l'énergie dans le système. L'objet sur lequel l'utilisateur agit directement est appelé « objet principal » et les objets indirectement excités par les interactions avec l'objet principal sont appelés « objets secondaires ».

1.4.3 Méthodologie

La méthodologie suivie consiste à :

- générer un corpus par la simulation physique de sources sonores dont le comportement non-linéaire est représentatif de percepts sonores préalablement classifiés ;

- déterminer les morphologies sonores correspondantes à partir de l'analyse des signaux non stationnaires du corpus ;
- concevoir un modèle de signal simplifié cohérent avec la perception ;
- évaluer et calibrer la transcription du phénomène dans le modèle de signal à l'aide de tests d'écoute ;
- faire évoluer le modèle de signal et proposer des stratégies de contrôle intuitif des processus de synthèse.

Le chapitre 2 présente la synthèse d'un corpus sonore grâce à la résolution numérique de modèles analytiques par schémas aux différences finies puis la détermination des morphologies sonores associées aux interactions non-linéaires et aux non-linéarités géométriques pour des cas représentatifs de ces phénomènes. Ensuite, un modèle de signal pour la synthèse de ces morphologies est proposé chapitre 3. Il s'agit de la conception d'un banc de filtres couplés permettant les transferts d'énergie entre les modes puis de son utilisation pour générer des sons correspondant aux phénomènes étudiés dans cette thèse. Le chapitre suivant (chapitre 4) détaille l'évaluation et la calibration perceptive des processus de synthèse. Les résultats des tests d'écoute permettent d'améliorer notre compréhension concernant la perception des phénomènes non-linéaires de proposer des stratégies pour un contrôle intuitif de ces processus. Dans le dernier chapitre, nous proposons les conclusions et les perspectives des travaux présentés dans cette thèse.

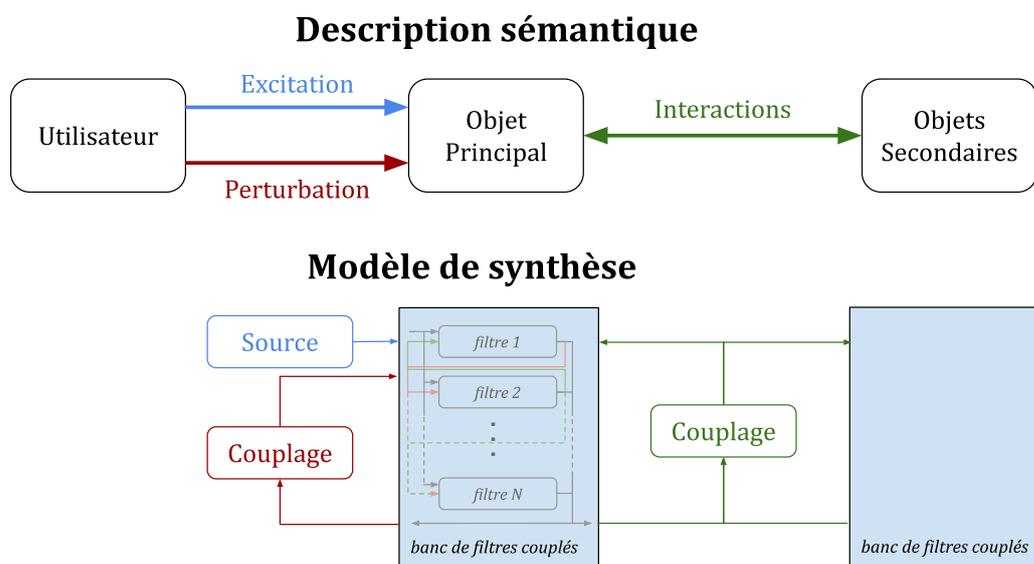


FIGURE 1.4 – Paradigme *action-objet étendu* : représentation schématique de la description sémantique d'un événement sonore et du modèle de synthèse associé. L'objet principal est l'objet sur lequel l'utilisateur vient agir directement, tandis que les objets secondaires ne sont excités que par l'intermédiaire des vibrations de l'objet principal. Les différents modes de l'objet peuvent être couplés en raison du comportement non-linéaire intrinsèque de l'objet ou des couplages induits par la perturbation de l'utilisateur ou par les interactions avec d'autres objets.

Synthèse d'un corpus par modèle physique et analyse des morphologies sonores

Sommaire

2.1	Notations et opérateurs pour les schémas aux différences finies	32
2.1.1	Schémas en 1D	32
2.1.2	Schémas en 2D	33
2.2	Interactions non-linéaires	34
2.2.1	Modélisation physique des collisions et résolution numérique pour la synthèse sonore	35
2.2.2	Excitation : étude de l'impact sur une corde	36
2.2.3	Perturbation : interaction d'une corde avec un obstacle rigide fixe	43
2.3	Non-linéarités géométriques	53
2.3.1	Synthèse du corpus	53
2.3.2	Détermination des morphologies sonores	55
2.4	Conclusion	60

Dans ce chapitre, nous présentons la synthèse d'un corpus sonore représentatif des phénomènes non-linéaires audibles dans la production des sons solidiens, puis l'analyse des signaux pour déterminer les caractéristiques importantes correspondant aux comportements non-linéaires. Le positionnement de l'étude est d'utiliser la résolution numérique de modèles physiques pour générer le corpus sonore. En particulier, nous utilisons des schémas aux différences finies pour résoudre les équations aux dérivées partielles décrivant le comportement de structures simples (poutre, plaque), car les récentes avancées dans l'utilisation de cette méthode permettent la synthèse de sons très réalistes¹. Cette méthode nous permet de rassembler une base de données importante de sons variés sans passer par la conception d'un banc d'essai expérimental pour l'enregistrement de sons dans des conditions contrôlées, qui aurait demandé trop de temps et de moyens financiers pour être mis en place dans le cadre de ce projet.

1. <http://www.ness.music.ed.ac.uk/>, Next Generation Sound Synthesis, page d'accueil du projet ERC, visité le 25/09/2021

Nous déterminons les vibrations transversales d'objets résonants en tous points, puis nous positionnons des points d'écoute directement sur la surface d'objet. Ainsi, nous n'étudions pas les effets de la salle, de la directivité, et du couplage fluide-structure sur le son rayonné. Nous nous concentrons sur les modifications du comportement vibratoire des objets résonants induites par les phénomènes non-linéaires.

Notre objectif est de caractériser les morphologies sonores associées aux phénomènes non-linéaires et d'établir la dépendance de ces morphologies aux caractéristiques structurelles de l'objet résonant et à la dynamique de l'interaction. Nous cherchons plus précisément à identifier les caractéristiques importantes des morphologies sonores d'un point de vue perceptif, c'est-à-dire les structures et transformations du son permettant la reconnaissance de l'évènement sonore.

Notre approche consiste à analyser l'évolution du contenu spectral des éléments du corpus synthétisé par modèle physique en fonction de différents paramètres. Nous étudions les phénomènes correspondant aux interactions non-linéaires dans une première section, puis aux non-linéarités géométriques dans une seconde section.

2.1 Notations et opérateurs pour les schémas aux différences finies

Les notations utilisées pour la résolution numérique d'équations aux dérivées partielles par des schémas aux différences finies sont détaillées dans cette section.

2.1.1 Schémas en 1D

Nous cherchons à résoudre une équation aux dérivées partielles en une dimension de l'espace pour la fonction continue $u = u(x, t)$. Les dérivées partielles de cette fonction sont notées de la façon suivante :

$$\partial_t u = \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\partial_x u = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.2)$$

Dans un schéma aux différences finies, la fonction du temps et de l'espace $u(x, t)$ est approximée par une série d'index l, n . Nous notons u_l^n l'approximation de $u(x_l, t_n)$ avec $x_l = l \times h$ et $t_n = n \times k$ (voir Fig.2.1) pour un pas de temps $k = 1/f_e$ (f_e est la fréquence d'échantillonnage du signal). h est le pas de discrétisation en espace et est fixé selon la limite de stabilité.

Nous introduisons les opérateurs suivants pour se déplacer entre les points de la grille et entre les pas de temps :

$$e_{t+} u_l^n = u_l^{n+1}, \quad e_{t-} u_l^n = u_l^{n-1} \quad (2.3a)$$

$$e_{x+} u_l^n = u_{l+1}^n, \quad e_{x-} u_l^n = u_{l-1}^n \quad (2.3b)$$

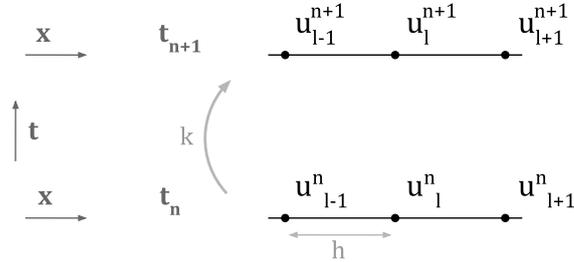


FIGURE 2.1 – Représentation de la grille sur laquelle la fonction $u(x, t)$ est évaluée au pas de temps n puis au pas de temps $n + 1$.

Pour résoudre les équations aux dérivées partielles, nous calculons des solutions approchées des dérivées partielles à l'aide de la formule de Taylor-Young. Par exemple, pour approximer une dérivée temporelle du premier ordre, nous écrivons la formule de Taylor-Young à l'ordre 1 (aussi appelée taux d'accroissement) pour une fonction arbitraire $f = f(t)$:

$$f(t) \approx f(a) + (t - a)\partial_t f \Leftrightarrow \partial_t f \approx \frac{f(t) - f(a)}{t - a} \quad (2.4)$$

Nous pouvons en déduire les schémas décentré arrière ($t = t_n$ et $a = t_{n-1}$) et centré ($t = t_{n+1}$ et $a = t_{n-1}$) pour la dérivée temporelle du premier ordre :

$$\delta_{t-} = (1 - e_{t-})/k \quad \text{et} \quad \delta_{t+} = (e_{t+} - e_{t-})/2k \quad (2.5)$$

De façon similaire, nous pouvons calculer des opérateurs pour approximer les dérivées secondes temporelles et spatiales δ_{tt} et δ_{xx} ainsi que la dérivée spatiale d'ordre 4 δ_{xxxx} . Nous introduisons également l'opérateur effectuant une moyenne temporelle décentrée avant μ_{t+} . Ces opérateurs sont définis ci-dessous :

$$\mu_{t+} = (e_{t+} + 1)/2 \quad (2.6a)$$

$$\delta_{t+} = (e_{t+} - e_{t-})/2k \quad (2.6b)$$

$$\delta_{t-} = (1 - e_{t-})/k \quad (2.6c)$$

$$\delta_{tt} = (e_{t+} - 2 + e_{t-})/k^2 \quad (2.6d)$$

$$\delta_{xx} = (e_{x+} - 2 + e_{x-})/h^2 \quad (2.6e)$$

$$\delta_{xxxx} = (e_{x+}^2 - 4e_{x+} + 6 - 4e_{x-} + e_{x-}^2)/h^4 \quad (2.6f)$$

2.1.2 Schémas en 2D

En deux dimensions de l'espace, une variable continue fonction du temps et de l'espace $u(x, y, t)$ est approximée par une série d'index l, m, n . Nous notons $u_{l,m}^n$

l'approximation de $u(x_l, y_m, t_n)$ avec $x_l = l \times h$, $y_m = m \times h$ et $t_n = n \times k$ (voir Fig.2.2) pour un pas de temps $k = 1/f_e$. h est le pas de discrétisation en espace identique pour les dimensions selon x et y .

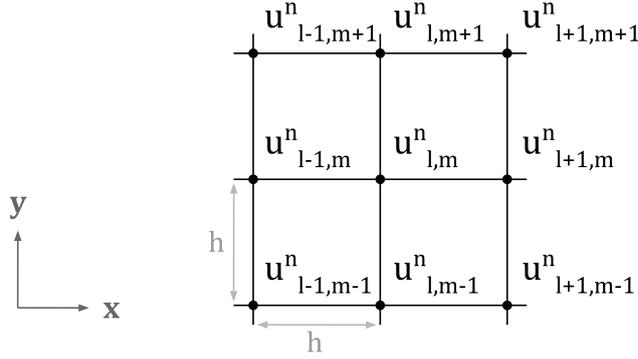


FIGURE 2.2 – Représentation de la grille sur laquelle la fonction $u(x, y, t)$ est évaluée au pas de temps n .

Nous introduisons différents opérateurs, notamment pour l'approximation du Laplacien Δ et du double laplacien $\Delta\Delta$, calculés avec la formule de Taylor-Young (comme pour le cas selon une seule dimension de l'espace) :

$$e_{t+}u_{l,m}^n = u_{l,m}^{n+1}, \quad e_{t-}u_{l,m}^n = u_{l,m}^{n-1} \quad (2.7a)$$

$$e_{x+}u_{l,m}^n = u_{l+1,m}^n, \quad e_{x-}u_{l,m}^n = u_{l-1,m}^n \quad (2.7b)$$

$$e_{y+}u_{l,m}^n = u_{l,m+1}^n, \quad e_{y-}u_{l,m}^n = u_{l,m-1}^n \quad (2.7c)$$

$$\delta_{yy} = (e_{y+} - 2 + e_{y-})/h^2 \quad (2.7d)$$

$$\mu_{x-,y-} = (e_{x-} + 1)(e_{y-} + 1)/4 \quad (2.7e)$$

$$\delta_{x+y+} = (e_{x+} - 1)(e_{y+} - 1)/h^2 \quad (2.7f)$$

$$\delta_{\Delta} = (-4 + e_{x+} + e_{x-} + e_{y+} + e_{y-})/h^2 \quad (2.7g)$$

$$\delta_{\Delta,\Delta} = (20 + 2[e_{x+}e_{y+} + e_{x+}e_{y-} + e_{x-}e_{y+} + e_{x-}e_{y-}] - 8[e_{x+} + e_{x-} + e_{y+} + e_{y-}] + e_{x+}^2 + e_{x-}^2 + e_{y+}^2 + e_{y-}^2)/h^4 \quad (2.7h)$$

Il est important de noter que les opérateurs définis pour le cas en 1D sont utilisables pour le cas en 2D.

2.2 Interactions non-linéaires

L'étude de la mécanique des interactions non-linéaires entre deux solides passe par la modélisation du phénomène de contact. La mécanique du contact élastique est un sujet d'étude de longue date [Hertz, 1881] et très actif au vingtième siècle pour de nombreuses applications. Une vue d'ensemble des avancées et leurs applications est proposée dans [Wriggers et Laursen, 2006]. De nombreuses

études ont utilisé ces modèles pour la synthèse sonore [Chaigne et Askenfelt, 1994] [Avanzini et Rocchesso, 2001] [Bilbao, 2009].

Le phénomène de contact élastique, ou de collision, est responsable d’une grande variété de comportements dans la production des sons solidiens. Nous traitons séparément le cas de l’excitation d’un objet résonant par un impacteur et le cas de la perturbation des vibrations par un obstacle car ils donnent lieu à des effets distincts sur le son même si leur modélisation physique est similaire. Nous parlons ici d’excitation dans le cas où un objet vient apporter de l’énergie à un autre objet au repos qui transformera cette énergie en vibrations, et de perturbation lorsqu’un objet déjà en vibration voit son comportement modifié par la présence d’un autre objet solide à une distance inférieure à son amplitude de vibration.

Nous concentrons notre étude sur des objets résonants unidimensionnels (corde raide) pour simplifier l’analyse du contenu fréquentiel des sons rayonnés.

2.2.1 Modélisation physique des collisions et résolution numérique pour la synthèse sonore

Différentes approches ont été utilisées pour modéliser les collisions pour des applications de synthèse sonore comme les guides d’onde [Krishnaswamy et Smith, 2003] [Evangelista, 2011], les approches modales [Vyasrayani *et al.*, 2009], les différences finies [Chaigne et Askenfelt, 1994] [Chatziioannou et Van Walstijn, 2013]. La méthode des éléments finis est généralement utilisée par défaut en raison de sa flexibilité concernant la géométrie des objets considérés [Hughes *et al.*, 1976]. Cependant, la méthode des différences finies comporte l’avantage d’être souvent plus efficace et d’être plus simple à mettre en oeuvre à condition d’avoir un modèle analytique pour les vibrations du système.

De plus, la résolution numérique par schéma aux différences finies a été utilisée et comparée à des données expérimentales pour la synthèse de nombreux instruments de musique dont la production sonore dépend de collisions. Ainsi, de nombreux schéma de résolution ont été mis en oeuvre dans les cas de l’interaction marteau/corde du piano [Boutillon, 1988] [Chaigne et Askenfelt, 1994], maillet/barre du xylophone [Chaigne et Doutaut, 1997], membrane/timbre de la caisse claire [Bilbao, 2012], corde/frettes de la guitare basse [Issanchou *et al.*, 2018].

Nous utilisons le schéma de résolution proposé par Bilbao [Bilbao *et al.*, 2012] car il assure la stabilité numérique et une précision maximale pour la conservation de l’énergie lors de non-linéarités importantes.

La force d’interaction entre un objet déformable et un obstacle rigide est exprimée à partir d’un potentiel, comme c’est généralement le cas pour les collisions élastiques [Papetti *et al.*, 2011] :

$$F = \frac{d\Phi}{du} = \frac{d\Phi}{dt} / \frac{du}{dt} \quad (2.8)$$

$u = u(t)$ est la position de l’objet, $F = F(t)$ est la force d’interaction écrite en terme de potentiel $\Phi(u) > 0$. Pour un obstacle rigide localisé en $u = 0$, la force est nulle

pour $u \leq 0$. Lorsque $u > 0$, l'objet déformable est comprimé et la force devient non nulle. Le potentiel Φ est exprimé par une loi de puissance :

$$\Phi = \frac{K[u]_+^{\alpha+1}}{\alpha+1} \Rightarrow F = K[u]_+^\alpha \quad (2.9)$$

avec $K \geq 0$ la raideur du contact, et $\alpha > 1$ définissant la non-linéarité du contact. On note $[u]_+$ la partie positive de u , soit $[u]_+ = (u + |u|)/2$.

La loi de puissance est un choix usuel pour la modélisation des collisions. Le modèle de Hertz permet le calcul analytique des paramètres K et α pour des cas simples comme le contact entre deux sphères [Horvay et Veluswami, 1980]. Pour des cas plus complexes, comme l'interaction entre le marteau et les cordes de piano, les paramètres K et α doivent être déterminés empiriquement [Chaigne et Askenfelt, 1994].

Le modèle avec dissipation non-linéaire pendant le contact peut s'écrire de la façon suivante, comme proposé dans [Hunt et Crossley, 1975] :

$$F = \frac{d\Phi}{du} + \frac{du}{dt} K\beta[u]_+^\alpha \quad (2.10)$$

2.2.2 Excitation : étude de l'impact sur une corde

Pour étudier l'excitation d'un objet résonant par un impact, nous nous concentrons sur le cas d'étude de l'interaction entre un impacteur et une corde raide. Nous ne prenons pas en compte les dissipations lors du contact dans ce cas.

2.2.2.1 Synthèse du corpus

Modélisation physique. Les vibrations transversales d'une corde raide sont décrites par l'équation suivante, souvent utilisée pour la synthèse par modèle physique [Bensa *et al.*, 2003] [Bilbao, 2009] :

$$\partial_t^2 u = \gamma^2 \partial_x^2 u - \kappa^2 \partial_x^4 u - 2\sigma_0 \partial_t u + 2\sigma_1 \partial_t \partial_x^2 u + \frac{1}{\rho S} \delta(x - x_e) F_e(t) \quad (2.11)$$

$u(x, t)$ est le déplacement transversal de la corde, fonction du temps $t \in \mathbb{R}^+$ et de la position longitudinale $0 \leq x \leq L$ avec L la longueur de la corde. Les conditions initiales sont choisies nulles et les conditions aux limites sont choisies simplement supportées : $u = \partial_x^2 u = 0$ pour $x = 0, L$. Dans cette étude, les paramètres de synthèse sont choisis pour correspondre à une corde de guitare en acier, et sont présentés dans la table 2.1 ci-après.

L'équation du mouvement de la corde comporte plusieurs termes : le premier terme à droite de l'égalité est dû à la tension dans la corde, le second à la raideur en flexion, les troisième et quatrième permettent de contrôler les pertes en fonction de la fréquence. Le dernier terme correspond à la contribution de l'interaction avec l'impacteur à la position longitudinale x_e avec $\delta(x)$ la fonction Dirac.

L'équation du déplacement u_M de l'impacteur de masse M est la suivante :

$$M \frac{d^2 u_M}{dt^2} = -F_e(t) \quad (2.12)$$

Nous devons fixer les conditions initiales $u_M(0)$ et $\left.\frac{du_M}{dt}\right|_{t=0}$ pour calculer le déplacement de l'impacteur.

Nous définissons la force de l'interaction $F_e(t)$ de la manière suivante :

$$F_e(t) = \frac{d\Phi}{d\eta_e} \quad , \quad \Phi = \frac{K[\eta_e]_+^{\alpha+1}}{\alpha+1} \quad , \quad \eta_e = u_M - u(x_e, t) \quad (2.13)$$

TABLE 2.1 – Paramètres de synthèse pour la corde raide.

Paramètre	Description	Valeur
γ	célérité des ondes	404.02 m·s ⁻¹
κ	constante de raideur	1.297 m ² ·s ⁻¹
σ_0	paramètre d'amortissement	0.05 s ⁻¹
σ_1	paramètre d'amortissement	0.002 m ² ·s ⁻¹
ρ	densité	7.8×10 ³ kg·m ⁻³
S	aire de la section	7.85 × 10 ⁻⁷ m ²
L	longueur de la corde	0.5 m

Schéma aux différences finies. En utilisant les opérateurs différentiels définis à la Sec.2.1, une approximation de (2.11) et (2.12) sur une grille de pas spatial h est présentée :

$$\delta_{tt}u_l^n = \gamma^2\delta_{xx}u_l^n - \kappa^2\delta_{xxxx}u_l^n - 2\sigma_0\delta_t u_l^n + 2\sigma_1\delta_{t-}\delta_{xx}u_l^n + \frac{g_l}{\rho S}F_e^n \quad (2.14)$$

$$M\delta_{tt}u_M = -F_e^n \quad (2.15)$$

g est la fonction de répartition de la force sur les points de la grille. Nous choisissons x_e coïncidant avec un point de la grille, ainsi $g_{l_e} = 1/h$ pour $l_e = \lfloor x_e/h \rfloor$ et $g_l = 0$ pour les autres points ($l \neq l_e$).

Le pas en espace h est choisi au plus près de la limite de stabilité :

$$h \geq \sqrt{\left(\gamma^2k^2 + 4\sigma_1k + \sqrt{(\gamma^2k^2 + 4\sigma_1k)^2 + 16\kappa^2k^2}\right)}/2 \quad (2.16)$$

La force F_e peut être discrétisée de la façon suivante :

$$F_e^n = \frac{\delta_{t-}\Phi^{n+\frac{1}{2}}}{\delta_t.\eta_e^n} \quad , \quad \eta_e^n = u_M^n - u_{l_e}^n \quad (2.17)$$

avec $\Phi^{n+\frac{1}{2}} = \mu_{t+}\Phi(\eta_e^n)$.

L'équation scalaire au point de la grille correspondant à l'interaction regroupe les schémas (2.14), (2.15) et (2.17) et peut s'écrire de la forme suivante :

$$G(r) = r + \frac{m}{r}(\Phi(r+a) - \Phi(a)) + b \quad (2.18)$$

pour une inconnue r définie en fonction de u^n comme suit :

$$r = \eta_e^{n+1} - \eta_e^{n-1} \quad (2.19)$$

avec les constantes suivantes :

$$\begin{aligned} m &= k^2 \left(\frac{1}{h^2 \rho S (1 + \sigma_0 k)} + \frac{1}{M} \right) , \quad a = \eta_e^{n-1} \\ b &= -2(u_M^n - u_M^{n-1}) + \frac{k^2}{h(1 + \sigma_0 k)} \left(\frac{2}{k} \delta_{t-} + \gamma^2 \delta_{xx} - \kappa^2 \delta_{xxx} + 2\sigma_1 \delta_{t-} \delta_{xx} \right) u_{t_e}^n \end{aligned} \quad (2.20)$$

Nous résolvons l'équation non-linéaire Eq.(2.18) avec un algorithme de Newton-Raphson [Ypma, 1995].

2.2.2.2 Détermination des morphologies sonores

Les paramètres de l'interaction ayant un effet déterminant sur le signal sont :

- la vitesse de l'impacteur $v = \left. \frac{du_M}{dt} \right|_{t=0}$,
- le rapport entre la raideur du contact et la masse de l'impacteur K_e/M ,
- l'exposant de la loi de puissance α ,
- la position de l'interaction x_e .

Ces paramètres ont un impact sur l'intensité sonore, la brillance du son, et les amplitudes relatives des différents modes.

Vélocité, masse et intensité sonore. L'intensité sonore est définie par la quantité d'énergie transmise lors des collisions qui est proportionnelle à la masse du marteau et au carré de sa vitesse dans le cas non-amorti. À noter que la masse a également un effet important sur la durée d'excitation (donc sur la brillance du signal) tandis que la vitesse influe principalement sur l'amplitude d'excitation. Nous pouvons tout de même remarquer que l'aspect non-linéaire du contact entraîne une légère influence de la vitesse sur la durée de contact : un impact de plus grande amplitude est plus court car le contact se durcit (voir Fig.2.3).

Position de l'excitation et amplitudes initiales des modes. La position de l'excitation a une influence sur la distribution de la contribution de l'impact sur les différents modes. En effet, les modes possédant un noeud de vibration à la position de l'interaction ne sont pas excités. À l'inverse, les modes dont l'amplitude de la déformée modale est importante à la position de l'interaction sont fortement excités par l'impact. Par exemple, une corde excitée à $x_e = L/2$ produit un son « creux » car l'ensemble de ses harmoniques pairs ne sont pas excités (voir Fig.2.4).

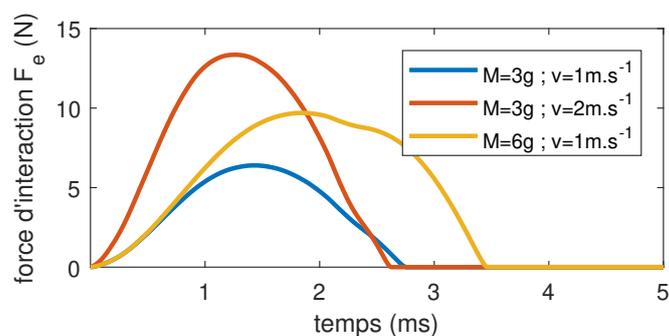


FIGURE 2.3 – Évolution de la force d'interaction en fonction de la masse de l'impacteur et de la vitesse de l'impact. $K_e = 5 \times 10^9 \text{N.m}^{-\alpha}$, $\alpha = 2.5$.

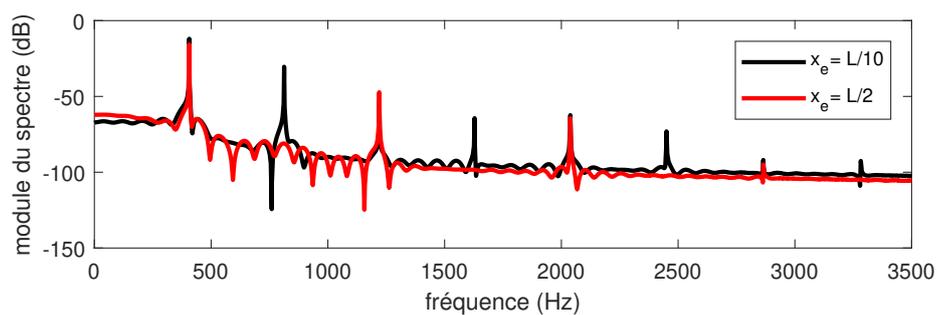


FIGURE 2.4 – Module du spectre du signal normalisé pour différentes positions de l'excitation sur la corde. $M = 3g$, $v = 1m.s^{-1}$, $K = 5 \times 10^9 \text{N.m}^{-\alpha}$, $\alpha = 2.5$. 

Durée d'excitation et brillance. La durée de l'excitation est une grandeur importante pour la perception des sons d'impact [Freed, 1990]. En particulier, c'est ce paramètre qui définit la brillance du son produit : un impact plus court excite plus fortement les composantes hautes fréquences (voir Fig.2.5).

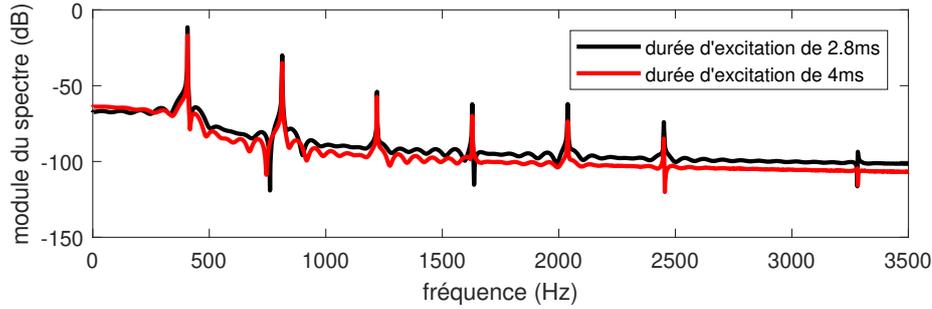


FIGURE 2.5 – Module du spectre du signal normalisé pour différentes durées d'excitation. $K = 5 \times 10^9 \text{N.m}^{-\alpha}$ induit une durée d'excitation de 2.8ms tandis que $K = 5 \times 10^7 \text{N.m}^{-\alpha}$ induit une durée d'excitation de 4ms . $M = 3\text{g}$, $v = 1\text{m.s}^{-1}$, $\alpha = 2.5$. 

Le rapport K/M est le facteur le plus influent sur la durée de l'interaction, et son augmentation entraîne un impact plus court (voir Fig.2.6). D'autre part, comme discuté précédemment, la non-linéarité α introduit une dépendance entre l'amplitude et la durée de l'excitation (l'impact se « durcit » pour des amplitudes importantes). Ainsi, une vitesse plus importante réduit la durée de l'interaction (voir Fig.2.3). Nous pouvons également remarquer que les profils de force d'interaction deviennent irréguliers et présentent plusieurs impacts successifs pour des contacts très raides et peu non-linéaires (voir Fig.2.7). À l'inverse, l'augmentation de l'exposant α lisse le profil de force. La non-linéarité α induit également un profil asymétrique de la force de contact.

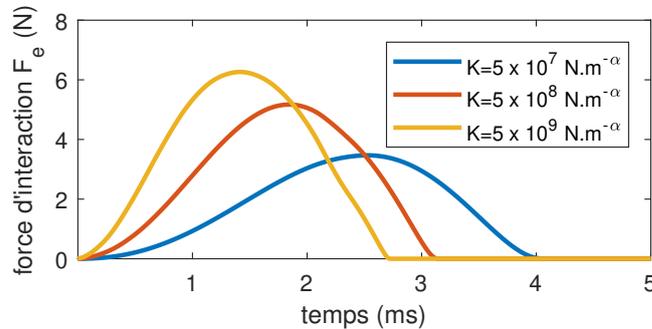


FIGURE 2.6 – Évolution de la force d'interaction en fonction de la raideur K du contact. $M = 3\text{g}$, $v = 1\text{m.s}^{-1}$, $\alpha = 2.5$.

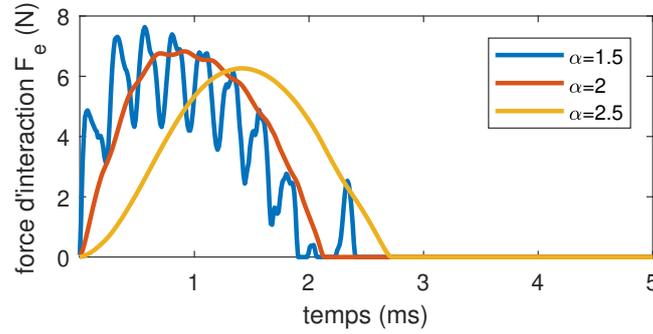


FIGURE 2.7 – Évolution de la force d'interaction en fonction de la non-linéarité α du modèle de contact. $M = 3\text{g}$, $v = 1\text{m.s}^{-1}$, $K = 5 \times 10^9\text{N.m}^{-\alpha}$.

2.2.2.3 Le modèle d'excitation en cosinus surélevé

D'un point de vue perceptif, les deux éléments importants concernant le profil de la force d'impact sont la durée de l'interaction, qui définit la brillance du son, et l'amplitude de la force de contact, qui définit l'intensité sonore. L'aspect asymétrique du profil de la force d'interaction causé par la non-linéarité du modèle de contact n'a pas une influence significative sur la perception du son généré, et différentes études proposent d'utiliser des profils de force sans implémenter la mécanique précise du phénomène de contact pour les impacts. Un modèle assez largement utilisé consiste à utiliser un cosinus surélevé qui présente l'avantage d'être très régulier (voir par exemple [Van Den Doel *et al.*, 2001]) :

$$F_e(t) = \begin{cases} A_e/2 \times (-\cos(\frac{2\pi}{\tau_e}t) + 1) & \text{si } 0 \leq t < \tau_e \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.21)$$

avec A_e l'amplitude d'excitation et τ_e la durée de l'interaction.

Ce modèle possède l'avantage de proposer des paramètres de contrôle dont les effets sur le signal sont évidents et découplés. Nous pouvons ainsi faire varier l'amplitude d'excitation indépendamment de la durée d'interaction et inversement.

Les sons générés par le modèle de contact Eq.(2.13) et le modèle en cosinus surélevé Eq.(2.21) sont perceptivement proches pour des paramètres d'amplitude et de durée équivalentes, même si le modèle d'interaction produit généralement des sons plus brillants (voir Fig.2.8).

Nous introduisons ici également un modèle simplifié pour la corde pincée :

$$F_e(t) = \begin{cases} A_e/2 \times (-\cos(\frac{\pi}{\tau_e}t) + 1) & \text{si } 0 \leq t < \tau_e \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.22)$$

Ce modèle correspond à une demi-période du cosinus surélevé. La corde se déplace progressivement jusqu'à $t = \tau_e$ où la force chute brutalement à 0 (voir Fig.2.9). Le

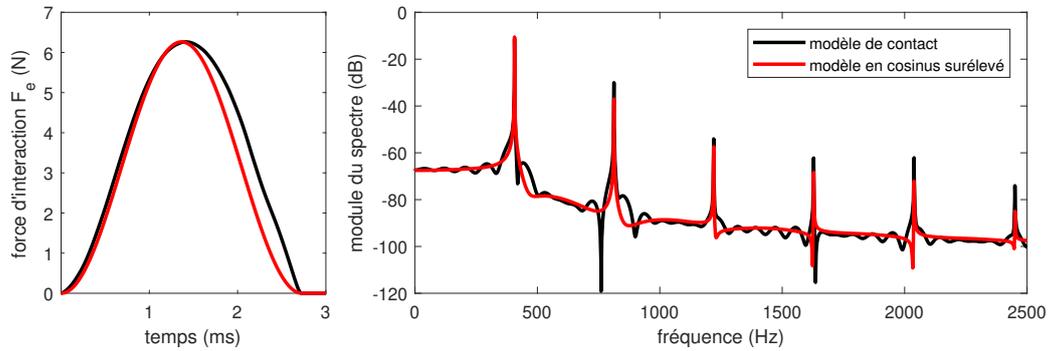


FIGURE 2.8 – Module du spectre du signal normalisé pour le modèle d'interaction marteau corde et pour le modèle en cosinus surélevé. Paramètres du modèle marteau corde : $M = 3\text{g}$, $v = 1\text{m.s}^{-1}$, $K = 5 \times 10^9\text{N.m}^{-\alpha}$, $\alpha = 2.5$. Paramètres du modèle en cosinus surélevé : $A = 6.26\text{N}$, $\tau = 2.75\text{ms}$. 🔊

son résultant correspond à un impact très court, donc à un son très brillant. Un effet équivalent est obtenu avec une condition initiale triangulaire.

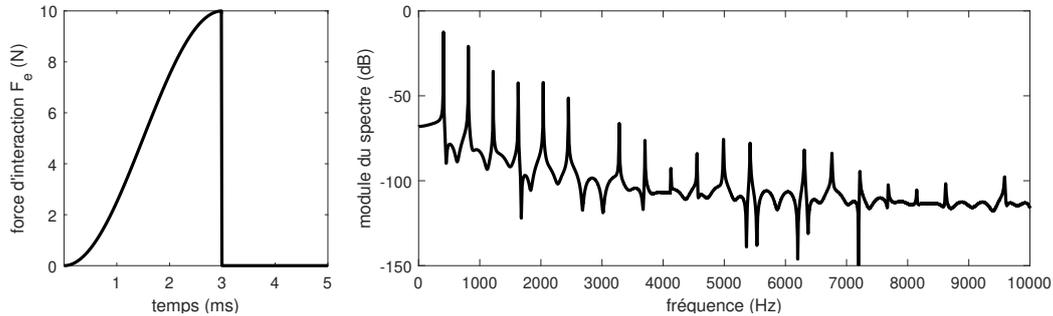


FIGURE 2.9 – Profil de force (à gauche) et module du spectre du signal normalisé entre 0 et 10000Hz(à droite) pour le modèle simplifié de corde pincée Eq.(2.22) pour $A_e = 10\text{N}$, $\tau_e = 3\text{ms}$. 🔊

2.2.3 Perturbation : interaction d'une corde avec un obstacle rigide fixe

Après l'étude des sons produits par des impacts excitant une structure au repos, nous cherchons à déterminer les morphologies sonores induites par la perturbation des vibrations d'un objet lorsqu'il entre en collision avec un obstacle rigide. Nous étudions à nouveau le cas particulier d'une corde raide.

2.2.3.1 Synthèse du corpus

Modélisation physique Nous utilisons l'équation du mouvement de la corde raide (2.11) soumise, cette fois, à un effort supplémentaire correspondant aux collisions avec un obstacle rigide :

$$\partial_t^2 u = \gamma^2 \partial_x^2 u - \kappa^2 \partial_x^4 u - 2\sigma_0 \partial_t u + 2\sigma_1 \partial_t \partial_x^2 u + \frac{1}{\rho S} (\delta(x - x_c) F_c(t) + \delta(x - x_e) F_e(t)) \quad (2.23)$$

Le terme comprenant F_c correspond à la force verticale induite par les collisions avec un obstacle rigide positionné en dessous de la position d'équilibre de la corde, en (x_c, y_c) (voir Fig.2.10). Nous utilisons le modèle de contact décrit précédemment Eq.(2.10) pour un obstacle apparaissant à $t = t_0$:

$$F_c(t) = -H(t - t_0) \left(\frac{d\Phi}{d\eta_c} + \frac{du}{dt} K \beta [\eta_c]_+^\alpha \right) \quad , \quad \eta_c = u(x_c, t) - y_c \quad (2.24)$$

avec le potentiel Φ défini de la manière suivante :

$$\Phi = \frac{K}{\alpha + 1} [\eta_c]_+^{\alpha+1} \geq 0 \quad (2.25)$$

La fonction de Heaviside H est utilisée pour que l'obstacle rigide apparaisse à $t = t_0$.

Nous posons une force d'excitation verticale vers le haut d'amplitude $F_e = F_e(t)$. Cette force ponctuelle agit sur la corde en $x_e = 3L/20$ et correspond au modèle simplifié de la corde pincée Eq.(2.22) pour $\tau_e = 1\text{ms}$ et $A_e = 100\text{N}$.

Schéma aux différences finies. Le schéma est très similaire à celui utilisé pour le cas de l'interaction marteau/corde Eq.(2.14)&(2.17) :

$$\delta_{tt} u_l^n = \gamma^2 \delta_{xx} u_l^n - \kappa^2 \delta_{xxxx} u_l^n - 2\sigma_0 \delta_t u_l^n + 2\sigma_1 \delta_{t-} \delta_{xx} u_l^n + \frac{1}{\rho S} \left(g_l^{(c)} F_c^n + g_l^{(e)} F_e^n \right) \quad (2.26)$$

$$F_c^n = H[n - \lfloor \frac{t_0}{k} \rfloor] \left(\frac{\delta_{t-} \Phi^{n+\frac{1}{2}}}{\delta_t u_l^n} + \delta_t \eta_c^n K \beta [\eta_c^n]_+^\alpha \right) \quad , \quad \eta_c^n = u_{l_c}^n - y_c \text{ pour } l_c = \lfloor x_c/h \rfloor \quad (2.27)$$

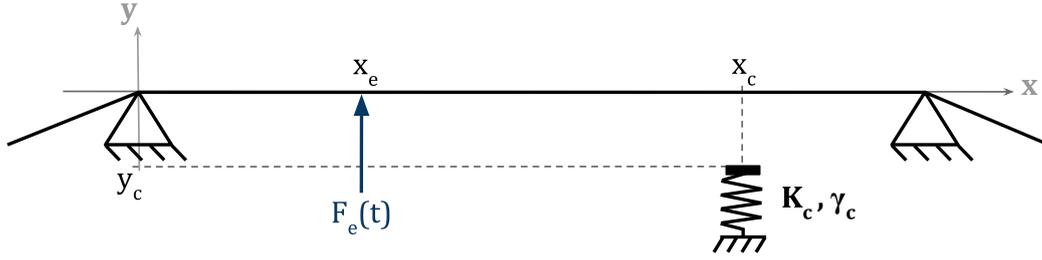


FIGURE 2.10 – Représentation schématique de la corde, de la force d'excitation $F_e(t)$ et d'un obstacle ponctuel positionné en (x_c, y_c) .

avec $\Phi^{n+\frac{1}{2}} = \mu_{t+} \Phi(u_l^n)$.

L'équation scalaire au point de la grille correspondant à l'interaction corde/obstacle est d'une forme similaire à l'équation correspondant à l'interaction marteau/corde (2.18), avec un terme supplémentaire c correspondant aux dissipations :

$$G(r) = (1 + c)r + \frac{m}{r}(\Phi(r + a) - \Phi(a)) + b \quad (2.28)$$

pour une inconnue r définie en fonction de u_l^n comme suit :

$$r = \eta_c^{n+1} - \eta_c^{n-1} \quad (2.29)$$

avec les constantes suivantes :

$$\begin{aligned} m &= \frac{k^2}{h^2 \rho S (1 + \sigma_0 k)} \quad , \quad a = \eta_c^{n-1} \quad , \\ b &= \frac{k^2}{h(1 + \sigma_0 k)} \left(\frac{2}{k} \delta_{t-} + \gamma^2 \delta_{xx} - \kappa^2 \delta_{xxxx} + 2\sigma_1 \delta_{t-} \delta_{xx} \right) u_l^n \\ c &= \frac{k}{2\rho S h} K \beta [\eta_c^n]_+^\alpha \end{aligned} \quad (2.30)$$

pour $l = x_0/h$.

On note ici que la généralisation vers un obstacle réparti consiste simplement à résoudre cette équation pour plusieurs points voisins de la grille. Il est possible de définir une distance à l'obstacle rigide y_l pour chaque point l de la grille.

2.2.3.2 Détermination des morphologies sonores

Nous pouvons examiner le comportement spectro-temporel en détail, en particulier en fonction de la position de l'obstacle (x_c, y_c) et des paramètres du modèle de contact K , α et β .

Un spectrogramme d'un son caractéristique est présenté Fig.2.11. Trois phases peuvent être distinguées à la lecture de ce spectrogramme :

- I Lorsque la corde est pincée, le signal est quasi-harmonique et le mouvement de la corde correspond aux vibrations classiques d'une corde raide dans des conditions linéaires.
- II Lorsque l'obstacle rigide entre en collision avec la corde vibrante (à partir de $t = t_0$), le nombre de composantes spectrales augmente : c'est la phase d'interaction. Cette phase dure jusqu'à la fin des contacts intermittents entre la corde et l'obstacle.
- III Enfin, le régime de vibration de la corde redevient linéaire mais les amplitudes modales ont été modifiées par la phase d'interaction (dissipation d'énergie et transferts vers les hautes fréquences).

Phase d'interaction. La phase d'interaction (II), pendant laquelle la corde et l'obstacle s'entrechoquent de façon répétée et irrégulière, est le principal point d'intérêt de l'étude. En raison de la raideur importante de l'obstacle, chaque collision provoque l'apparition d'ondes hautes fréquences se propageant dans la corde.

Il nous est utile de définir la mesure courante de l'amplitude de vibration de la corde :

$$U(x, t) = \max_{t' \in W(t)} |u(x, t')| \quad W(t) = H(t + \frac{1}{2f_0}) - H(t - \frac{1}{2f_0}) \quad (2.31)$$

qui est la valeur absolue maximale du déplacement de la corde en x sur une durée correspondant à une période. La fréquence fondamentale peut être évaluée par $f_0 \approx \gamma/2L$.

Si $U(x_c, t) > y_c$, des collisions avec l'obstacle vont se produire à chaque oscillation de la corde provoquant une augmentation de l'énergie dans les hautes fréquences. Il est intéressant de remarquer ici que les pertes dans le système sont considérablement augmentées, même dans le cas d'un modèle sans perte pour les collisions ($\beta = 0$), car les pertes dans la corde sont considérablement plus importantes pour les hautes fréquences.

Nous pouvons observer sur le spectrogramme Fig.2.11 que le contenu spectral du signal est modifié dès l'apparition de l'obstacle (à partir de $t = t_0 = 0.5s$, $U(x_c, t) \gg y_c$). En particulier, l'interaction induit des variations des fréquences modales, de la distorsion harmonique et des couplages entre les modes. D'un point de vu perceptif, la présence simultanée de ces nouvelles composantes fréquentielles et leurs variations rapides créent des battements, de la rugosité et du signal bruité. Ce processus, entraînant des pertes significatives, implique une réduction rapide de l'amplitude de vibration de la corde à la position longitudinale de l'interaction $U(x_c, t)$ jusqu'à ce qu'elle soit inférieure à y_c . La durée de la phase d'interaction et le comportement du signal pendant cette phase dépend de la position de l'obstacle et des paramètres du modèle de contact.

Après la phase d'interaction, le signal correspond aux vibrations naturelles de la corde (signal quasi-harmonique), mais avec une distribution différente de l'énergie entre les modes. Des collisions résiduelles peuvent se produire, provoquant une légère distorsion harmonique.

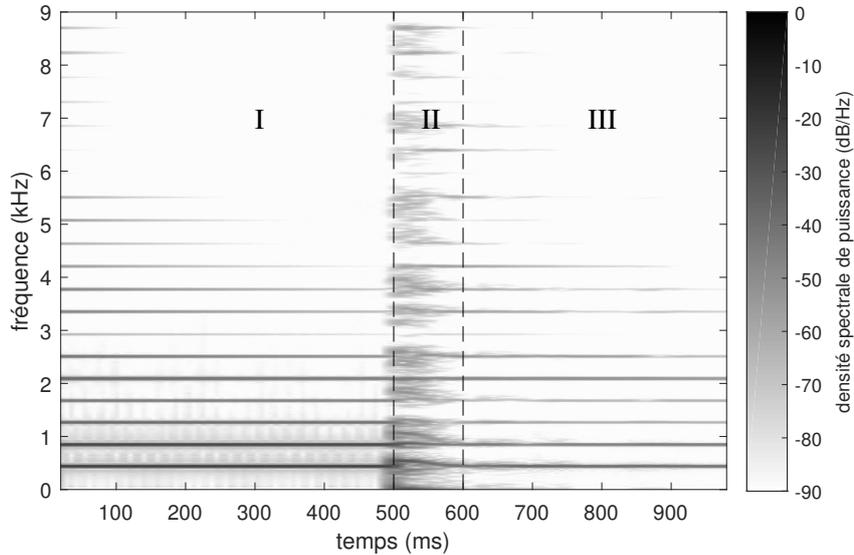


FIGURE 2.11 – Spectrogramme d'un son généré par le modèle de corde raide interagissant avec un obstacle rigide positionné en $(x_c = 5L/12, y_c = 0.1 \times U(x_c, t_0))$ pour les paramètres de contact $K = 5 \times 10^{10} \text{N.m}^{-\alpha}$, $\alpha = 1.4$, $\beta = 0$. Focus sur l'intervalle fréquentiel $[0-9000] \text{Hz}$. 🔊

Évolution des morphologies en fonction de la position de l'obstacle rigide (x_c, y_c) . Pendant la phase d'interaction (II), certains effets sur le signal liés aux collisions varient avec la position de l'obstacle rigide (x_c, y_c) . En particulier, lorsque x_c est une fraction entière de la longueur de la corde L et pour $y_c \approx 0$, tous les modes dont la déformée modale ne comporte pas de noeud à $x = x_c$ sont dissipés pendant l'interaction. Plusieurs exemples sont présentés Fig.2.12&2.13 pour $x_0 = L/2$ et $x_0 = L/3$ respectivement. Le jeu d'une harmonique naturelle sur une guitare illustre bien ce phénomène.

D'autre part, lorsque y_c augmente (i.e. lorsque l'obstacle s'éloigne de la corde), la durée d'interaction diminue, le signal est moins inharmonique et moins bruité pendant l'interaction, et l'amplitude des modes est moins affectée. Les amplitudes des modes après l'interaction restent à des valeurs plus proches de leur valeur avant l'interaction (voir Fig.2.14). Pour $y_c = 0.99 \times U(x_c, t_0)$, la phase d'interaction n'est presque pas visible sur un spectrogramme (voir Fig.2.15), mais nous pouvons toujours identifier une faible distorsion harmonique causée par des collisions éparées provoquant un bourdonnement de la corde.

En résumé, les collisions entraînent des transferts d'énergie brutaux vers les hautes fréquences dont la quantité est définie par le rapport entre l'amplitude de vibration $U(x_c, t)$ et la position transversale de l'obstacle y_c . Ces transferts sont modulés en fonction de la déformée modale à la position longitudinale de l'interaction : un mode est affecté par le processus à mesure de la distance entre la position de l'interaction et les noeuds de vibration de sa déformée modale. Si sa déformée

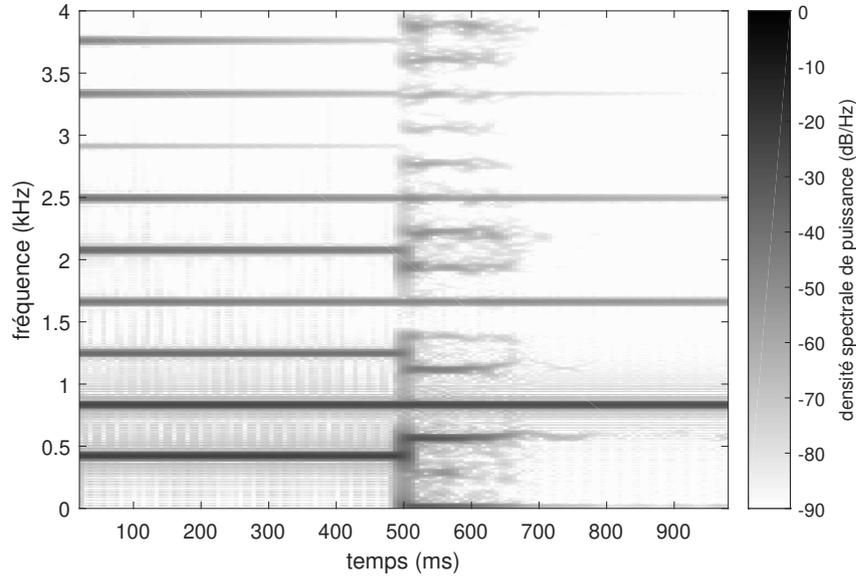


FIGURE 2.12 – Spectrogramme d'un son généré par le modèle de corde raide interagissant avec un obstacle rigide positionné en $(x_c = L/2, y_c = 0)$ pour les paramètres de contact $K = 5 \times 10^{10} \text{N.m}^{-\alpha}$, $\alpha = 1.4$, $\beta = 0$. Focus sur l'intervalle fréquentiel $[0-4000] \text{Hz}$. 🔊

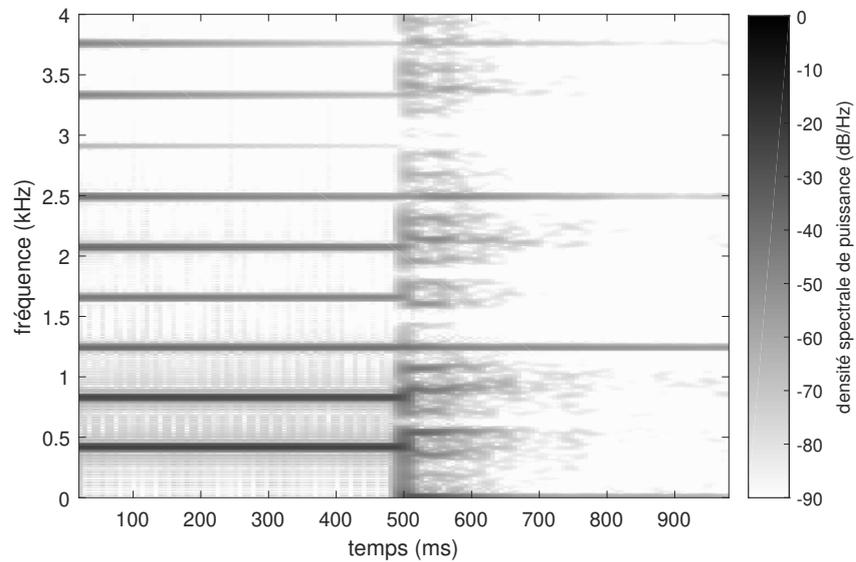


FIGURE 2.13 – Spectrogramme d'un son généré par le modèle de corde raide interagissant avec un obstacle rigide positionné en $(x_c = L/3, y_c = 0)$ pour les paramètres de contact $K = 5 \times 10^{10} \text{N.m}^{-\alpha}$, $\alpha = 1.4$, $\beta = 0$. Focus sur l'intervalle fréquentiel $[0-4000] \text{Hz}$. 🔊

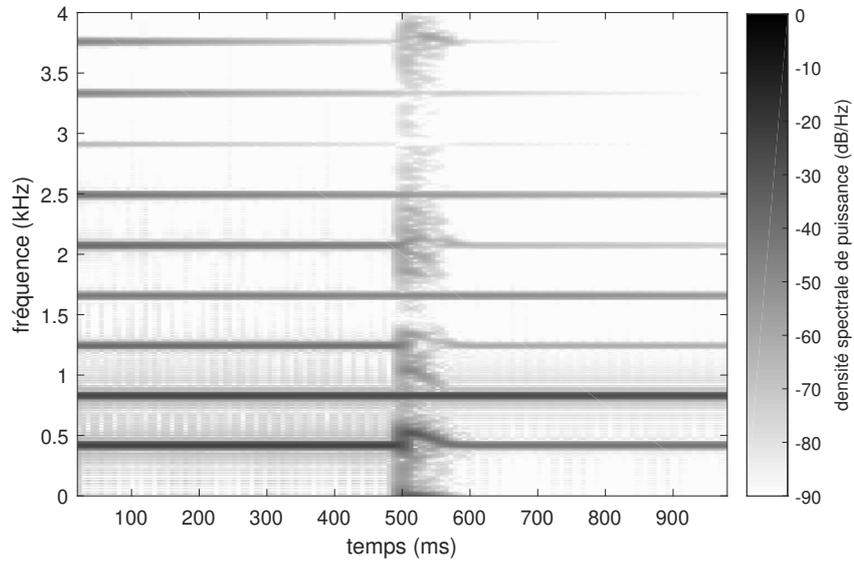


FIGURE 2.14 – Spectrogramme d'un son généré par le modèle de corde raide interagissant avec un obstacle rigide positionné en $(x_c = L/2, y_c = 0.1 \times U(x_c, t_0))$ pour les paramètres de contact $K = 5 \times 10^{10} \text{N.m}^{-\alpha}$, $\alpha = 1.4$, $\beta = 0$. Focus sur l'intervalle fréquentiel $[0-4000] \text{Hz}$. 

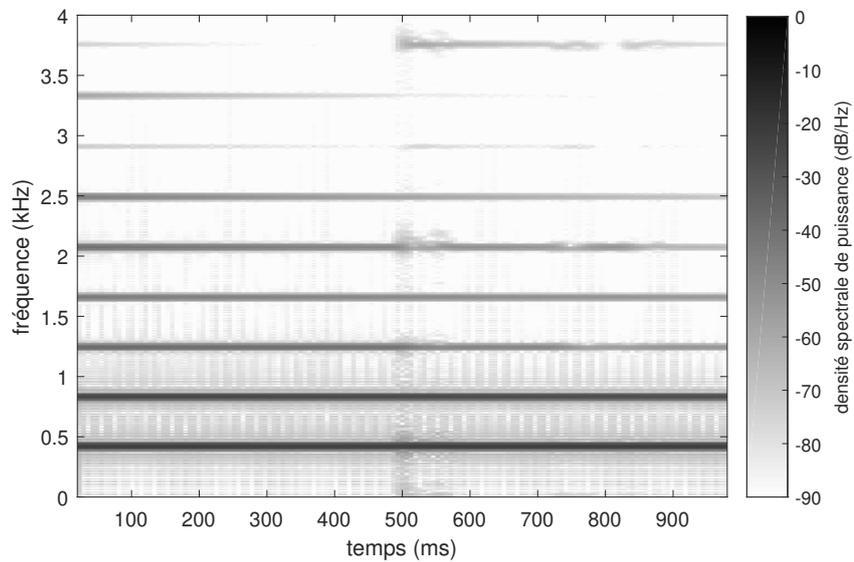


FIGURE 2.15 – Spectrogramme d'un son généré par le modèle de corde raide interagissant avec un obstacle rigide positionné en $(x_c = L/2, y_0 = 0.99 \times U(x_c, t_0))$ pour les paramètres de contact $K = 5 \times 10^{10} \text{N.m}^{-\alpha}$, $\alpha = 1.4$, $\beta = 0$. Focus sur l'intervalle fréquentiel $[0-4000] \text{Hz}$. 

modale présente un noeud en x_c , il ne sera pas affecté par l'interaction. Cette observation est cohérente avec les phénomènes observés pour l'excitation de la corde : les modes dont la déformée modale possède un noeud à la position de l'interaction ne sont pas excités par le marteau.

Obstacle réparti. Lorsque l'obstacle est réparti sur une zone plus importante de la corde, la modulation de l'effet observée pour l'obstacle ponctuel tend à disparaître : les modes ont une amplitude similaire après l'interaction. L'effet est assez proche du cas d'un contact ponctuel localisé hors des premières fractions entières de la longueur de la corde, mais le signal pendant la phase d'interaction est plus bruyé et la phase d'interaction plus courte (voir Fig.2.16).

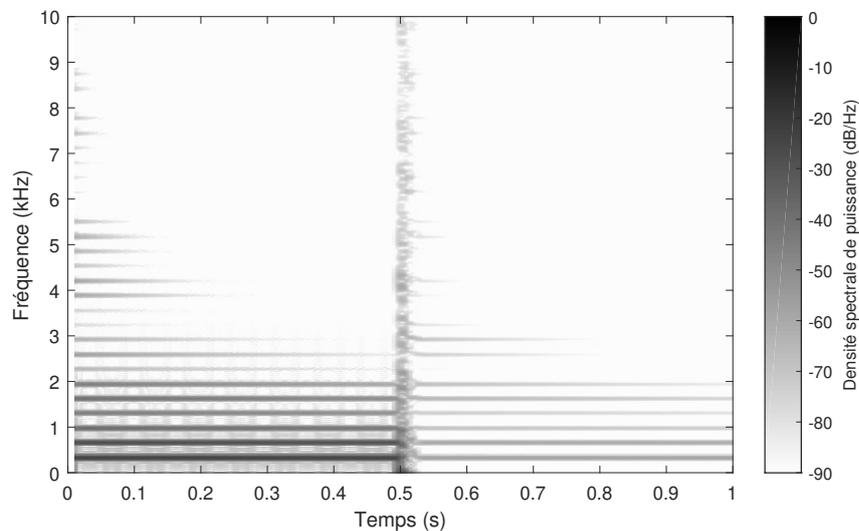


FIGURE 2.16 – Spectrogramme d'un son généré par le modèle de corde raide interagissant avec un obstacle rigide réparti tout le long de la corde à une distance $y_c = 0.001$ pour les paramètres de contact $K = 5 \times 10^{11} \text{N.m}^{-\alpha}$, $\alpha = 1.4$, $\beta = 0$. Focus sur l'intervalle fréquentiel [0-10000]Hz. 🔊

Il est important de noter que l'effet d'un obstacle réparti sur le son rayonné dépend largement de sa forme. En effet, nous savons que la position de l'interaction entre l'obstacle et la corde peuvent avoir des effets déterminants sur les harmoniques générées lors des collisions. Il est donc possible de concevoir des obstacles pour contrôler la génération de certaines harmoniques en fonction de l'amplitude de vibration de la corde, comme c'est le cas pour les instruments indiens comme les sitars et les tanpuras.

Évolution du comportement en fonction des paramètres du modèle de contact K , α et β . De manière similaire au cas de l'excitation avec un maillet, la raideur du contact K a une influence sur la hauteur de la fréquence des composantes spectrales générées pendant l'interaction : les composantes générées sont

plus hautes fréquences pour une interaction plus raide, ce qui augmente également l'amortissement dans le système et raccourcit la phase d'interaction (voir Fig.2.17). L'exposant α fait varier la raideur du contact pour des impacts plus forts, ce qui a finalement peu d'effets sur le signal. Ces paramètres induisent également des variations plus fines du signal complexe et chaotique pendant l'interaction.

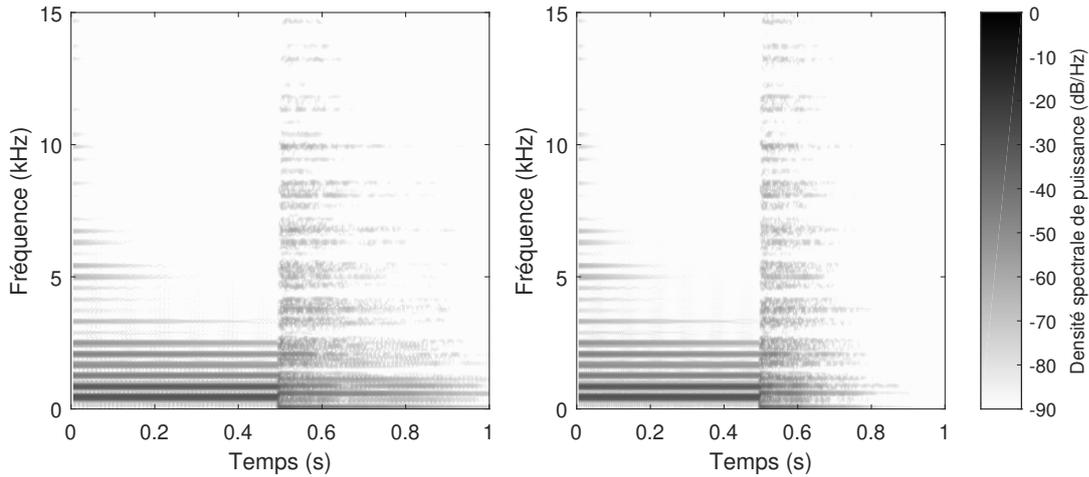


FIGURE 2.17 – Spectrogrammes de sons générés par le modèle de corde raide interagissant avec un obstacle rigide pour une raideur de contact variable (à gauche $K = 5 \times 10^8 \text{N.m}^{-\alpha}$, à droite $K = 5 \times 10^{10} \text{N.m}^{-\alpha}$). les coordonnées de la position de l'interaction sont $(x_c = 5L/12, y_c = 0)$ et les autres paramètres de contact sont $\alpha = 1.4$ et $\beta = 0$. Focus sur l'intervalle fréquentiel [0-15]kHz. 🔊

À noter que lorsque la raideur du contact est faible, ce qui correspondrait à des collisions avec un ressort souple, les effets sur le signal deviennent complètement différents et on peut observer des couplages et des bifurcations dans le comportement du système non-linéaire. De plus de longues variations fréquentielles peuvent être observées lorsque le coefficient α devient important. Des exemples sont proposés en écoute sur le site d'accompagnement de la thèse. La plupart de ces sons présentent des situations inhabituelles et ne sont pas écologiques : les objets très souples en condition écologique, comme les mousses ou la peau, sont la plupart du temps très dissipatifs. Nous concentrons notre étude sur les interactions très raides et ne considérons pas ces cas limites peu intéressants d'un point de vue écologique (en dépit de leur intérêt comme objet sonore particulier).

L'amortissement β a une influence sur la durée de l'interaction et produit un effet « sourdine » : l'amortissement global des modes affectés se trouve augmenté et l'interaction dure moins longtemps (voir Fig.2.18). Nous notons également que les paramètres d'amortissement de la corde σ_0 et σ_1 ont également un effet sur les morphologies sonores : l'interaction est plus courte et moins marquée lorsque la dissipation dans la corde est plus importante.

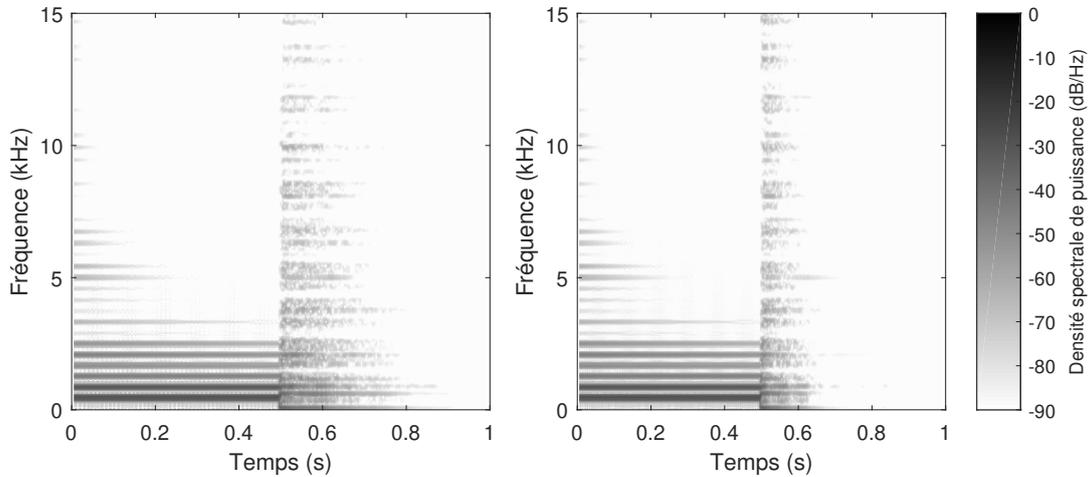


FIGURE 2.18 – Spectrogrammes de sons générés par le modèle de corde raide interagissant avec un obstacle rigide sans amortissement dans l’interaction à gauche ($\beta = 0$), avec amortissement dans l’interaction à droite ($\beta = 0.5$). les coordonnées de la position de l’interaction sont $(x_c = 5L/12, y_c = 0)$ et les autres paramètres de contact sont $K = 5 \times 10^{10} \text{N.m}^{-\alpha}$ et $\alpha = 1.4$. Focus sur l’intervalle fréquentiel $[0-15] \text{kHz}$. 🔊

2.2.3.3 Récapitulatif et discussions.

Nous déduisons de ces observations que les caractéristiques importantes pour la perception du phénomène d’interaction sont les processus de générations de composantes hautes fréquences (associés aux processus de dissipation), l’aspect rugueux et inharmonique du signal pendant la phase d’interaction (en particulier pour des interactions intenses), et le retour à un son quasi-harmonique après l’interaction.

La phase d’interaction est caractérisée par sa rugosité, comme définie par Vassilakis [Vassilakis et Kendall, 2010] : une interaction forte entraîne un son bourdonnant et rauque produit par la présence de plusieurs composantes fréquentielles dans différentes bandes critiques.

La position longitudinale de l’obstacle x_c détermine la distribution de l’effet de l’interaction sur les différents modes. En particulier, la distance entre x_c et un noeud de vibration de la déformée modale détermine la modification subie par ce mode pendant l’interaction.

La position transversale influence la quantité d’énergie transférée pendant la phase d’interaction. En effet, le rapport entre l’amplitude de vibration de la corde $U(x_c, t)$ et l’éloignement de l’obstacle y_c détermine l’intensité de l’interaction : si $U(x_c, t) \approx y_c$, nous percevons une suite d’impact correspondant aux collisions successives, tandis que le comportement devient couplé et la durée de la phase d’interaction augmente pour $U(x_c, t) \gg y_c$.

Les paramètres K et α du modèle de contact ont un effet sur la brillance du son

et l'aspect bruité du signal pendant l'interaction, tandis que β « étouffe » la phase d'interaction en atténuant les composantes spectrales générées lors des collisions.

Les observations effectuées concernant la distribution de l'effet sur les modes en fonction de la position longitudinale de l'obstacle x_c peuvent être extrapolées pour les objets possédant deux dimensions privilégiées (plaques et membranes) : un obstacle interagissant avec une plaque vibrante n'affecte que les modes dont la déformée ne possède pas de noeud à la position de l'obstacle projetée dans le plan de l'objet. Une illustration de ce phénomène est la formation des figures de Chladni lorsque qu'une poudre est disposée sur une plaque vibrant selon un de ses modes propres de vibrations [Zhou *et al.*, 2016].

En revanche, les variations fréquentielles importantes et les phénomènes chaotiques observés pendant la phase d'interaction sont la conséquence d'amplitudes de vibration importantes et il est possible que l'interaction entre une plaque, qui est largement moins souple qu'une corde, et un obstacle rigide induise une succession de collisions sans modification de ses paramètres modaux (pas de couplage).

D'autre part, nous avons négligé l'aspect vibratoire et résonant de l'obstacle dans cette étude qui peut avoir un effet important sur la physionomie de l'interaction. Par exemple, la dynamique des rebonds d'un objet cliquetant dépend de ses mouvements, et les couplages introduits par deux cordes entrant en collision peuvent donner lieu à des comportements complexes et variés. L'aspect rayonnant de l'obstacle peut également avoir un impact sur la perception du phénomène : si l'on approche une feuille de papier d'une corde, le son produit par la feuille est aussi voire plus fort que le son de la corde et donne beaucoup d'informations sur la dynamique de l'interaction.

2.3 Non-linéarités géométriques

Lors de grandes déformations élastiques, nous quittons les hypothèses de l'analyse linéaire des structures. En effet, les effets des non-linéarités géométriques ne permettent généralement plus d'exprimer une relation contrainte-déformation linéaire. Ce cas de figure permet à des phénomènes complexes de s'exprimer, comme par exemple dans le cas des plaques minces dont l'amplitude de vibration est au moins de l'ordre de grandeur de son épaisseur. Le son rayonné est alors caractérisé par un déferlement depuis les basses vers les hautes fréquences qui fait la signature des gongs et de certaines cymbales. Les phénomènes physiques sous-jacents sont le sujet de nombreuses études [Legge et Fletcher, 1989] [Fletcher, 1999] [Amabili, 2008], notamment concernant la synthèse sonore de gongs et de cymbales [Chaigne *et al.*, 2004] [Bilbao, 2005] [Ducceschi et Touzé, 2015].

La synthèse par modèle physique permet de générer des sons réalistes correspondant à ce genre de phénomène à l'aide d'oscillateurs non-linéaires couplés [Chaigne *et al.*, 2005] ou de la résolution numérique du système de Von Karman [Patrício da Silva et Krauth, 1997] [Bilbao, 2008].

2.3.1 Synthèse du corpus

Le corpus sonore pour l'étude des non-linéarités géométriques est généré par la résolution numérique du système de Von Karman. Ce modèle est très utilisé pour la description des vibrations non-linéaires des plaques minces pour des grandes amplitudes de vibrations élastiques car il s'écrit de façon relativement compacte [Bilbao, 2009] :

$$u_{tt} = -\frac{D}{\rho e} \Delta \Delta u + \frac{1}{\rho e} \mathcal{L}(\phi, u) - 2\sigma_0 u_t + 2\sigma_1 \Delta u_t \quad (2.32a)$$

$$+ \frac{\delta(x - x_e, y - y_e)}{\rho e} F_e(t)$$

$$\Delta \Delta \phi = -\frac{Ee}{2} \mathcal{L}(u, u) \quad (2.32b)$$

$u(x, y, t)$ est le déplacement transversal de la plaque, fonction du temps $t \in \mathbb{R}^+$ et des coordonnées du point considéré dans le plan de la plaque : $0 \leq x \leq L_x$ et $0 \leq y \leq L_y$ avec L_x et L_y les dimensions de la plaque rectangulaire dans ses directions principales. D est la raideur en flexion de la plaque et s'exprime en fonction du module d'Young E et du coefficient de poisson ν :

$$D = \frac{Ee^3}{12(1 - \nu^2)}. \quad (2.33)$$

En coordonnées cartésiennes, l'opérateur non-linéaire \mathcal{L} est défini par

$$\mathcal{L}(\psi_1, \psi_2) = \partial_x^2 \psi_1 \partial_y^2 \psi_2 + \partial_y^2 \psi_1 \partial_x^2 \psi_2 - 2\partial_x \partial_y \psi_1 \partial_x \partial_y \psi_2 \quad (2.34)$$

pour deux fonctions arbitraires $\psi_1(x, y, t)$ and $\psi_2(x, y, t)$.

Nous définissons des conditions aux limites sur les bords encastres ($u = u_x = 0$), simplement appuyées ($u = u_{xx} = 0$), ou libres ($u_{xx} + \nu u_{yy} = u_{xxx} + (2 - \nu)u_{xyy} = 0$).

La force d'excitation est modélisée par un cosinus surélevé d'amplitude A_e et de durée τ_e (voir Sec.2.2.2.3) :

$$F_e(t) = \begin{cases} A_e/2 \times (-\cos(2\pi t/\tau_e) + 1) & \text{si } 0 \leq t < \tau_e \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Nous utilisons ce modèle car il nous permet d'étudier l'effet des non-linéarités géométriques de la plaque sans être pollué par les effets non-linéaires du modèle de contact entre une mailloche et la plaque. Ainsi, nous pouvons étudier les effets de l'amplitude d'excitation et de la durée d'excitation sur les non-linéarités géométriques de façon indépendante.

Les paramètres de synthèse, présentés dans la table 2.2, sont choisis pour simuler le comportement d'une plaque en acier.

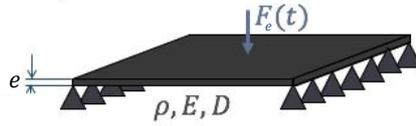


FIGURE 2.19 – Représentation schématique d'une plaque rectangulaire simplement appuyée sur deux côtés opposés.

TABLE 2.2 – Paramètres de synthèse pour la corde raide.

Paramètre	Description	Valeur
E	Module d'Young	210 GPa
ν	coefficient de poisson	0.3
ρ	densité	$7.8 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
σ_0	paramètre d'amortissement	0.1 s^{-1}
σ_1	paramètre d'amortissement	$0.001 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

Schéma aux différences finies. Nous utilisons le schéma conservatif suivant pour approximer le système de Von Kármán (2.32a) sur une grille de pas spatial h (identique dans les directions x et y), comme défini dans [Bilbao, 2008] :

$$\delta_{it} u_{l,m}^n = -\frac{D}{\rho e} \delta_{\Delta,\Delta} u_{l,m}^n + \frac{1}{\rho e} l(\mu_t \cdot \phi, u_{l,m}^n) - 2\sigma_0 \delta_{it} u_{l,m}^n + 2\sigma_1 \delta_{t-} \delta_{\Delta} u_{l,m}^n + \frac{g_{l,m}}{\rho e} F_e^n \quad (2.35a)$$

$$\mu_{t+} \delta_{\Delta,\Delta} \phi = -\frac{Ee}{2} l(u_{l,m}^n, e_{t+} u_{l,m}^n) \quad (2.35b)$$

avec

$$l(\psi_1, \psi_2) = \delta_{xx} \psi_1 \delta_{yy} \psi_2 + \delta_{yy} \psi_1 \delta_{xx} \psi_2 - 2\mu_{x-,y-} (\delta_{x+,y+} \psi_1 \delta_{x+,y+} \psi_2) \quad (2.36)$$

$g_{l,m}$ est la fonction de répartition de la force d'excitation sur les points de la grille. Nous choisissons (x_e, y_e) coïncidant avec un point de la grille, ainsi $g_{l_e, m_e} = 1/h^2$ pour $l_e = \lfloor x_e/h \rfloor$ et $m_e = \lfloor y_e/h \rfloor$, et $g_{l,m} = 0$ pour les autres points.

Plus de détails pour l'implémentation du schéma sont proposés dans la thèse de Torin [Torin, 2016].

2.3.2 Détermination des morphologies sonores

De nombreuses études expérimentales réalisées sur des plaques minces, des coques, des gongs, des cymbales, ont mis en évidence les morphologies sonores caractéristiques provoquées par les non-linéarités géométriques dans le cas de vibrations élastiques de grande amplitude : distorsions harmoniques et variations fréquentielles des modes dépendant de l'amplitude, couplage entre les modes et régimes chaotiques [Legge et Fletcher, 1989] [Fletcher, 1985] [Chaigne *et al.*, 2002] [Thomas *et al.*, 2005b] [Thomas *et al.*, 2005a].

En pratique, les modes fortement excités lors d'un impact (particulièrement dans le cas d'une mailloche molle au centre d'un gong) sont des modes basses fréquences. Si leur amplitude est au moins de l'ordre de l'épaisseur de la plaque, leur fréquence varie et leur forme d'onde n'est plus sinusoïdale. Ces modes non-linéaires entrent alors en résonance avec les autres modes dont la fréquence de résonance est proche d'une de ses harmoniques, ce qui peut déclencher une réaction en chaîne de couplages internes résultant en un déferlement des basses fréquences vers les hautes fréquences. La caractéristique typique des sons produits est l'apparition retardée et soutenue de composantes hautes fréquences dans le signal (voir Fig.2.20).

Nous observons également des modulations de fréquence et d'amplitude plus ou moins rapides causées par les couplages entre les modes. Dans le cas de l'apparition de phénomènes chaotiques (pour des amplitudes de vibration importantes), les modulations deviennent très rapides et induisant un signal « bruité ». Le signal bruité est concentré sur des bandes fréquentielles étroites localisées autour des modes couplés. Dans le cas où de nombreux modes couplés interagissent simultanément, le son résultant est perceptivement proche d'un bruit blanc filtré, comme dans le cas de grands gongs.

Évolution des morphologies en fonction de l'amplitude d'excitation A_e .

Le phénomène apparaît pour de grandes déformations élastiques, les morphologies sonores sont donc étroitement liées à l'amplitude de l'excitation : les phénomènes sont de plus en plus audibles et le déferlement monte de plus en plus haut en fréquence à mesure que la force d'interaction augmente (voir Fig.2.21).

En pratique, il existe une limite à partir de laquelle l'objet n'admet plus de déformation élastique et se déforme plastiquement ou rompt. On parle alors de non-linéarités matérielles et nous n'avons plus de modèle analytique des vibrations de la structure dans ce cas de figure.

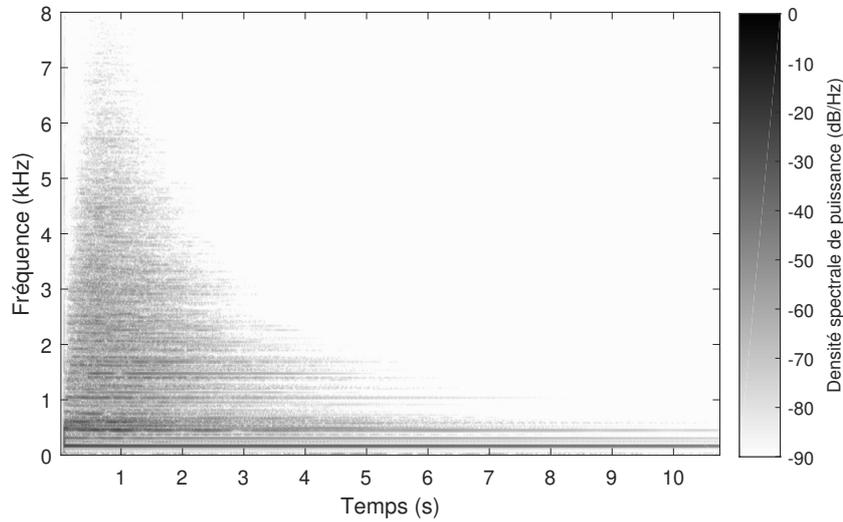


FIGURE 2.20 – Spectrogramme d'un enregistrement en chambre anéchoïque d'un gong impacté en son centre par une mailloche. 🗣️

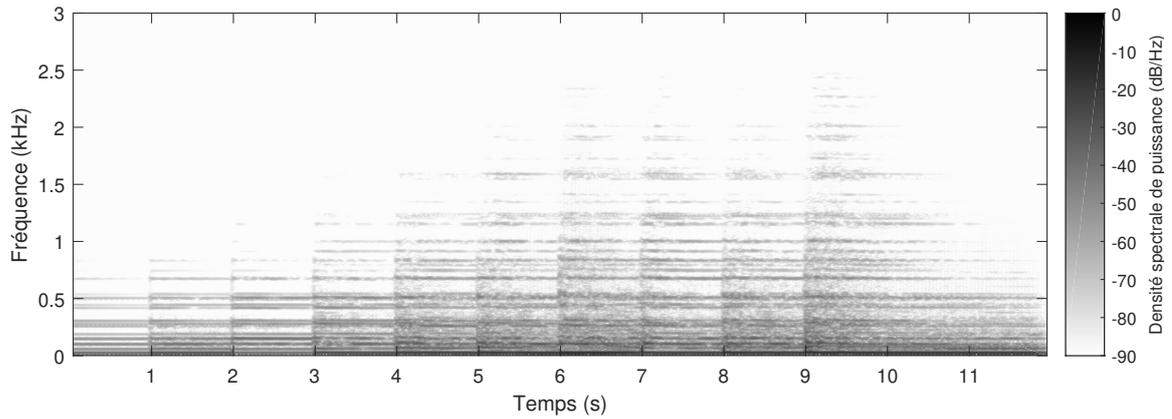


FIGURE 2.21 – Spectrogramme d'un signal généré avec le modèle physique d'une plaque impactée à chaque seconde avec une excitation dont l'intensité augmente ($A_e = 100\text{N}$ for $t = 0\text{s}$, $A_e = 200\text{N}$ for $t = 1\text{s}$, ... , $A_e = 1000\text{N}$ for $t = 9\text{s}$) pour une épaisseur $e = 2\text{mm}$. L'apparition retardée de composantes au delà de 700Hz est la conséquence de couplages entre les modes. 🗣️

Évolution des morphologies en fonction de la durée d'excitation τ_e . Pour avoir le déferlement caractéristique des gongs, il est nécessaire que les composantes hautes fréquences soient nulles au moment de l'impact. L'impacteur doit donc être mou, soit une durée d'excitation importante. Dans le cas où l'impacteur est dur, l'apparition des composantes hautes fréquences n'est plus retardée mais ces composantes restent soutenues, comme c'est le plus souvent le cas lorsque l'on frappe une cymbale avec une baguette en bois (voir Fig.2.22). De plus, à amplitude d'excitation constante, l'énergie globale transférée pendant l'impact est moins importante lorsque la durée d'excitation diminue. Ajouté au fait que l'énergie transférée est plus haute en fréquence, cela entraîne des amplitudes de vibration significativement plus faibles pour les modes basses fréquences, limitant l'apparition de phénomènes non-linéaires. Pour que l'énergie apportée au système par l'excitation soit équivalente, le produit $A_e \times \tau_e$ doit rester constant.

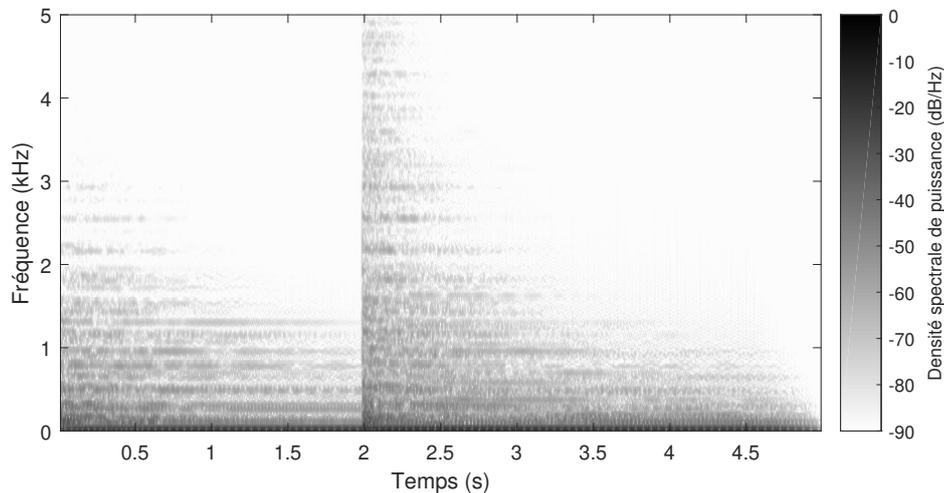


FIGURE 2.22 – Spectrogramme d'un signal généré avec le modèle physique d'une plaque impactée à $t = 0s$ avec une excitation en cosinus surélevé de paramètres $A_e = 4000N$ et $\tau_e = 2ms$ (impact « mou »), puis à $t = 2s$ avec une excitation en cosinus surélevé de paramètres $A_e = 16000N$ et $\tau_e = 0.5ms$ (impact « dur »). 

Évolution des morphologies en fonction de la rigidité de la plaque. L'apparition du phénomène est conditionné par le fait que les amplitudes de vibration soient de l'ordre de l'épaisseur de la plaque. La rigidité en flexion de la plaque a donc une influence sur l'évolution des morphologies : plus la plaque est rigide, plus il faudra une excitation de grande amplitude pour induire de grandes déformations élastiques.

Ainsi, à force d'excitation constante, l'augmentation de l'épaisseur e et du module d'Young E de la plaque réduit la présence de non-linéarités tandis que l'augmentation des dimensions L_x et L_y encourage l'apparition de phénomènes non-linéaires. Ces paramètres ont également des effets sur les fréquences modales : les

objets plus rigides présentent des fréquences modales plus hautes et une densité spectrale moins importante. Dans ce cas, il est plus simple de distinguer les composantes tonales correspondant aux modes couplés et les variations fréquentielles des modes (sur un spectrogramme ou à l'oreille). Les conditions aux limites peuvent également avoir une influence sur la rigidité de la structure (une plaque encadrée sur ses bords est plus rigide qu'une plaque simplement appuyée).

Il faut également garder à l'esprit que certaines structures, notamment du fait de leur matériau, n'admettent pas de grandes déformations élastiques. Dans ce cas, l'objet se rompt avant de voir apparaître ce genre de phénomènes.

Évolution des morphologies en fonction des paramètres d'amortissement.

Lors du déferlement, l'énergie à apporter à une composante fréquentielle pour la voir émerger dépend de son amortissement. Ce phénomène ne peut apparaître que pour des systèmes faiblement dissipatifs. Dans le cas où l'amortissement est trop important, les différences causées par les non-linéarités géométriques n'ont pas le temps de s'exprimer.

2.3.2.1 Discussions et hypothèses.

En résumé, les caractéristiques du signal résultant des non-linéarités géométriques dans les plaques minces sont :

- l'apparition retardée et soutenue de composantes de plus en plus hautes en fréquences (déferlement),
- la variation fréquentielle des modes en fonction de leur amplitude,
- l'apparition de signal bruité au voisinage des modes couplés.

Afin d'évaluer la quantité de signal bruité et nos capacités à reconstruire ce type de signal avec une somme de composantes tonales, nous avons séparé la partie tonale du reste du signal à l'aide du modèle sinusoïdal proposé par McAulay&Quatieri dans le contexte de la synthèse de la parole [McAulay et Quatieri, 1988]. Une version de cet algorithme développée par Caetano pour faire des morphings du signal [Caetano, 2021] est disponible en ligne². Les sons résultant de la reconstruction par le modèle sinusoïdal sont réalistes et retranscrivent correctement l'évènement sonore (exemple sonore disponible sur le site d'accompagnement). Nous faisons ici l'hypothèse que ce type de sons peut être synthétisé par une somme de composantes tonales.

Nous étudions également les variations fréquentielles en fonction de l'amplitude de vibration d'une plaque de dimensions (0.7m×0.6m×2mm) pour son premier mode audible ($\approx 45\text{Hz}$). Nous effectuons une simulation pour une excitation sinusoïdale de fréquence et d'amplitude variable pour construire la courbe de résonance présentée Fig.2.23. Nous pouvons observer une augmentation de la fréquence de résonance avec l'amplitude d'excitation puis un décrochage, typique du comportement des modes non-linéaires. Ainsi, nous pouvons évaluer la variation fréquentielle

2. <https://github.com/marcelo-caetano/sinusoidal-model>, visité le 25/09/2021

de ce mode à environ 15Hz pour des amplitudes de vibration approchant 1cm dans ce cas.

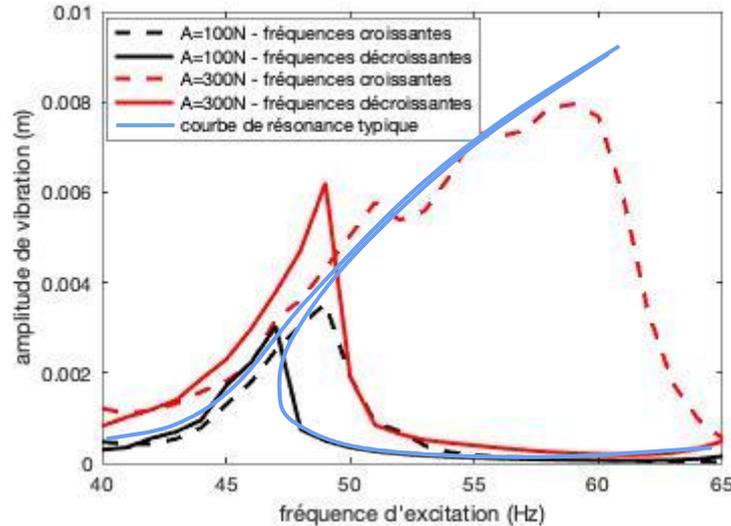


FIGURE 2.23 – Mesure de l'amplitude de vibration au centre sur une plaque soumise à une excitation sinusoïdale en son centre $F_e(t) = A \sin(\omega t)$ dont la fréquence instantanée varie de 1Hz toutes les 5s (dans le sens croissant en trait plein, décroissant en pointillé). L'amplitude de vibration pour chaque fréquence est calculée en prenant le maximum de la valeur absolue du déplacement sur la dernière seconde du palier de fréquence considéré (nous laissons les vibrations se stabiliser 4s avant de prendre la mesure). Une courbe de résonance typique des modes non-linéaires est ajoutée pour comparaison.

Nous pouvons constater que l'amplitude des variations fréquentielles est relativement peu importante dans les sons générés pour ce corpus censé représenter les cas les plus fréquemment rencontrés dans un environnement écologique. Certains gongs et certaines plaques encastrées présentent des variations spectaculaires qui ne sont pas étudiées ici.

Tous ces phénomènes dépendent fortement des caractéristiques structurelles de l'objet résonant. En particulier, l'objet doit vibrer à une amplitude de l'ordre de son épaisseur ce qui n'est possible que pour des objets flexibles et ductiles. De plus, ces phénomènes sont fortement dépendants de l'amortissement dans le système car ils sont caractérisés par l'apparition de composantes hautes fréquences.

En pratique, ces phénomènes sont le plus souvent observés dans le cas de structures minces métalliques qui présentent des taux d'amortissement faibles et permettent des grandes amplitudes de vibrations élastiques.

2.4 Conclusion

Nous avons synthétisé un corpus sonore pour l'étude des phénomènes non-linéaires audibles dans la production des sons solidiens par la résolution numérique de modèles physiques à l'aide de schémas aux différences finies et d'algorithmes itératifs. Ce corpus rassemble principalement des sons de cordes perturbées par un obstacle rigide et des plaques rectangulaires pour des grandes déformations élastiques dans différentes configurations. La synthèse par modèle physique, contrairement à l'enregistrement de sons dans un environnement contrôlé, nous a permis de générer un grand nombre de sons avec un contrôle précis des paramètres expérimentaux pour une mise en oeuvre relativement courte et simple.

L'analyse du contenu spectro-temporel de ces sons nous a permis de déterminer des morphologies sonores caractéristiques des phénomènes non-linéaire et leurs évolutions en fonction de différents paramètres.

Dans le cas des interactions non-linéaires, le signal pendant les collisions entre une corde raide et un obstacle rigide est caractérisé par la génération soudaine de composantes hautes fréquences et un aspect rugueux et inharmonique pour les interactions « fortes ». L'intensité de l'interaction est déterminée par le rapport entre l'amplitude de vibration de la corde et la distance à l'obstacle.

Pour les non-linéarités géométriques, le signal résultant pour de grandes amplitudes de vibrations élastiques présente une apparition progressive de composantes hautes fréquences, des variations fréquentielles des modes et du signal bruité au voisinage des modes couplés. C'est principalement le rapport entre l'amplitude d'excitation et la rigidité en flexion qui détermine l'intensité de ces phénomènes non-linéaires.

Le fait de transférer de l'énergie vers les modes hautes fréquences est un mécanisme commun à ces deux familles de phénomènes non-linéaires et constitue un enjeu central dans la conception du modèle de synthèse présenté dans le prochain chapitre.

L'inconvénient majeur de la résolution numérique par schéma aux différences finies est qu'un modèle analytique des vibrations de la structure est nécessaire ce qui limite les phénomènes pouvant être étudiés. D'autres méthodes, comme la méthode des éléments finis ou les réseaux de systèmes masse-ressort peuvent être employés pour enrichir le corpus et étudier d'autres phénomènes non-linéaires. En particulier, les phénomènes liés aux objets très souples détendus (tissus, feuilles), à la courbure ou au flambage, aux déformations plastiques, aux ruptures partielles ou totales ne sont pas traités dans cette étude et pourraient faire l'objet de travaux futurs.

De plus, la synthèse par modèle physique nous astreint à la description du comportement des sources sonores. Nous proposons un modèle de synthèse sonore correspondant aux phénomènes non-linéaires basé sur une modélisation du signal dans le prochain chapitre.

Modèle de signal pour la synthèse sonore de phénomènes non-linéaires

Sommaire

3.1 Transferts d'énergie entre les modes	62
3.1.1 Généralités	62
3.1.2 Énergie dans un système 1DDL et analogie avec la puissance d'un signal	63
3.1.3 Transferts d'énergie et conservation de la puissance	65
3.1.4 Exemples de transferts de puissance	66
3.1.5 Implémentation en synthèse additive	73
3.1.6 Implémentation en synthèse soustractive et retour sur le para- dигme action-objet étendu	73
3.2 Interactions non-linéaires	77
3.2.1 Excitation par un impact	77
3.2.2 Perturbations des vibrations par des collisions	79
3.2.3 Couplage entre deux objets	82
3.3 Non-linéarités géométriques	88
3.3.1 Grandes amplitudes de vibration dans les structures minces	88
3.3.2 Objets pliés, flambage et non-linéarités matérielles	93
3.4 Conclusion	97

Dans ce chapitre, nous proposons un modèle de synthèse pour générer des sons solidiens dont la source présente les phénomènes non-linéaires décrits dans le chapitre précédent. Ce modèle de synthèse est basé sur une modélisation du signal plutôt que sur une modélisation du système physique sous-jacent : on parle ici d'un modèle de signal en opposition à la synthèse par modèle physique utilisée pour générer le corpus. L'objectif de ce modèle est de reproduire les morphologies sonores associées aux événements sonores non-linéaires en s'affranchissant des contraintes inhérentes à la synthèse par modèle physique pour aller vers un contrôle intuitif des processus de synthèse et pour permettre de générer des sons "inouïs" en temps réel.

L'enjeu principal est de concevoir un modèle pour les transferts d'énergie entre les modes, caractéristique importante des phénomènes non-linéaires.

Dans un premier temps, nous définissons le cadre du modèle de transfert d'énergie. Divers exemples explicatifs sont proposés pour en comprendre le mécanisme et les algorithmes pour l'implémentation des transferts d'énergie en synthèse additive ou soustractive sont présentés. Nous présentons ensuite l'utilisation du modèle pour générer des sons correspondant aux interactions non-linéaires et aux non-linéarités géométriques.

3.1 Transferts d'énergie entre les modes

3.1.1 Généralités

Le signal à générer est modélisé par une somme de sinusoides et du bruit. Le signal est de la forme :

$$s(t) = b(t) + \sum_{i=1}^N A_i(t) \sin(\Phi_i(t)) \quad (3.1)$$

$$\Phi_i(t) = \int_0^t \omega_i(\tau) d\tau \quad (3.2)$$

avec $b(t)$ du bruit blanc filtré, $A_i(t)$ et $\Phi_i(t)$ l'amplitude et la phase de la i ème composante sinusoidale. La phase est obtenue en intégrant la pulsation instantanée $\omega_i(t)$ (Eq.(3.2)). N désigne le nombre de modes.

On associe à chaque composante sinusoidale sa puissance moyenne sur une période, définie comme suit :

$$P_i(t) = A_i^2(t) \int_{-\tau_i/2}^{\tau_i/2} \sin^2(\omega_i t) = \frac{A_i^2(t)}{2} \quad (3.3)$$

avec $\tau_i = 2\pi/\omega_i$ la période de la composante sinusoidale. On considère pour ce calcul que l'amplitude et la pulsation varient peu sur une période donnée.

On travaille sur un signal échantillonné à $f_e = 44100Hz$. Le pas de temps est noté n :

$$s(n) = b(n) + \sum_{i=1}^N A_i(n) \sin(\Phi_i(n)) \quad (3.4)$$

$$\Phi_i(n) = \sum_{m=0}^n \frac{\omega_i(m)}{f_e} \quad (3.5)$$

On note $\underline{\psi}$ le vecteur contenant les valeurs scalaires ψ_i pour i allant de 1 à N .

Dans le cas particulier de la vibration linéaire d'un résonateur, le signal sonore peut généralement se résumer en une somme de sinusoides d'amplitudes exponentiellement décroissantes et de pulsations constantes :

$$s(n) = \sum_{i=1}^N A_{0(i)} e^{-\alpha_i n / f_e} \sin(\omega_i n / f_e) \quad (3.6)$$

avec $A_{0(i)}$ l'amplitude initiale et α_i le coefficient d'amortissement de la i ème composante tonale.

3.1.2 Énergie dans un système 1DDL et analogie avec la puissance d'un signal

Pour effectuer les transferts d'énergies entre les composantes tonales dans le cadre du modèle de synthèse, on cherche à définir une grandeur quadratique à conserver. Pour cela, on cherche à exprimer l'énergie d'un système physique équivalent. On s'appuie sur un système mécanique oscillant élémentaire : le système à un degré de liberté *masse-ressort-amortisseur*. Pour le cas sous-amorti, ce système a pour réponse un mouvement d'oscillations sinusoidales amorties correspondant aux composantes définies pour le cas linéaire (voir Eq.(3.6)). Ce type de système est très documenté et est généralement utilisé pour introduire les vibrations des structures (voir Sec.1.1.1.2).

Système masse/ressort/amortisseur. Pour une masse M , un ressort de raideur K et un amortissement visqueux c (voir Fig.3.1), l'équation du mouvement est la suivante :

$$M\ddot{x}(t) + c\dot{x}(t) + Kx(t) = F(t) \quad (3.7)$$

avec $x(t)$ le déplacement unidimensionnel autour de sa position d'équilibre de la masse et $F(t)$ une force extérieure. la pulsation propre du système est $\omega_0 = \sqrt{K/M}$

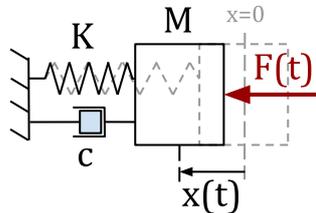


FIGURE 3.1 – Schéma d'un système à 1DDL Masse/Ressort/Amortisseur.

La réponse libre ($F(t) = 0$) du système sous-amorti ($\xi = \frac{c}{2\sqrt{KM}} < 1$) est, pour des conditions initiales non nulles, un mouvement pseudo-périodique amorti de pulsation $\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \xi^2}$.

On peut définir les grandeurs physiques suivantes :

- Énergie cinétique :

$$E_c(t) = \frac{1}{2}M\dot{x}(t)^2 \quad (3.8)$$

- Énergie potentielle :

$$E_p(t) = \frac{1}{2}Kx(t)^2 \quad (3.9)$$

- Énergie mécanique :

$$E_t(t) = E_c(t) + E_p(t) \quad (3.10)$$

Correspondance avec une composante sinusoïdale. Pour le cas particulier d'un système non-amorti ($c = 0$, $K = 1$, $M = 1$) en vibration libre ($F(t) = 0$) pour les conditions initiales ($x(0) = 1$ et $\dot{x}(0) = 0$), le signal résultant est de la forme d'une composante sinusoïdale d'amplitude constante $X(t) = 1$ et de pulsation $\omega_0 = 1$:

$$x(t) = X(t) \sin(\omega_0 t) = \sin(t) \quad (3.11)$$

Dans ce cas l'énergie mécanique du système est constante et égale à la puissance du signal correspondant au déplacement de la masse M (voir Fig.3.2) :

$$E_t(t) = \frac{X(t)^2}{2} = \frac{1}{2} \quad (3.12)$$

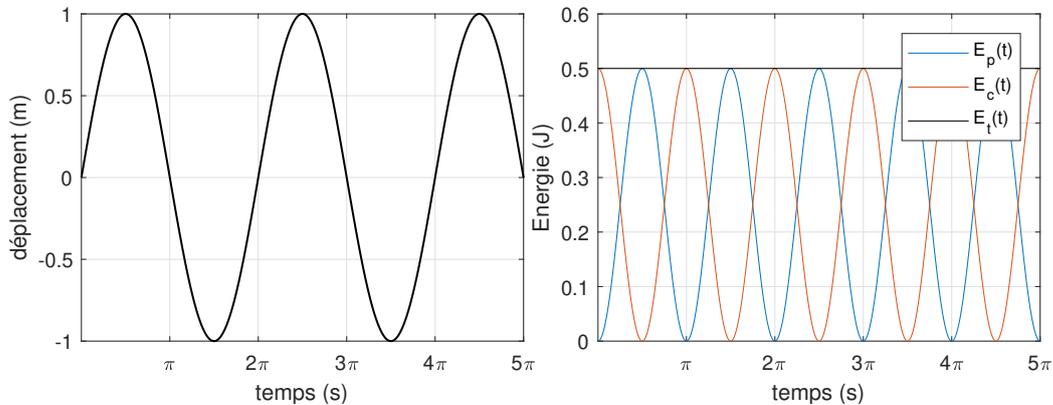


FIGURE 3.2 – Déplacement et énergie du système conservatif ($c = 0$).

Pour un système masse/ressort/amortisseur sous-amorti ($c = 0.2$, $K = 1$, $M = 1$) en vibration libre ($F(t) = 0$) pour les conditions initiales $x(0) = 1$ et $\dot{x}(0) = 0$, le signal résultant est de la forme d'une composante sinusoïdale exponentiellement décroissante d'amplitude initiale $X(0) = 1$, de coefficient d'amortissement $\alpha = \frac{c}{2M} = 0.1$, et de pulsation $\omega = \omega_0\sqrt{1 - \xi^2} = 0.99$:

$$x(t) = \underbrace{X(0)e^{-\alpha t}}_{X(t)} \sin(\omega t) \quad (3.13)$$

L'énergie du système est affiché Fig.3.3. Dans ce cas la puissance du signal correspond approximativement à la moyenne de l'énergie sur une période :

$$P(t) = \frac{X(t)^2}{2} = \frac{e^{-2\alpha t}}{2} \quad (3.14)$$

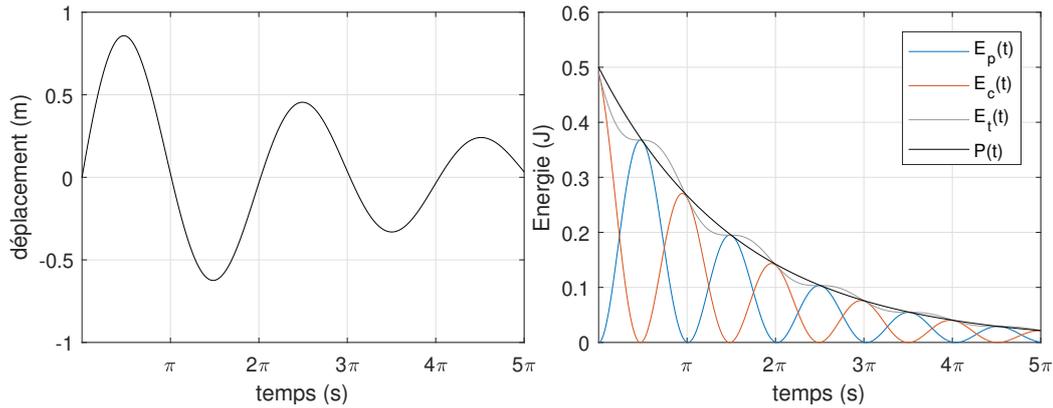


FIGURE 3.3 – Déplacement et énergies du système sous-amorti et puissance du signal.

Pour le reste du manuscrit, on part du principe que l'énergie d'un système 1DDL équivaut à la puissance moyenne du signal résultant de la mesure du déplacement de la masse au cours du temps. Cela revient à négliger certaines variations d'énergies pendant la période en prenant la valeur moyenne.

3.1.3 Transferts d'énergie et conservation de la puissance

Conservation de la somme des puissances. Pour notre modèle de synthèse, on considère N modes (composantes tonales) couplés. Pour assurer la conservation d'énergie d'un système physique équivalent composé de N sous-systèmes masse/ressort/amortisseur se transférant de l'énergie de façon indépendante, on cherche à conserver la somme des puissances des signaux correspondant aux N composantes fréquentielles (en dehors des mécanismes de dissipation). On définit une relation de récurrence de la forme :

$$P_i(n+1) = (P_i(n) + T_i(n)) e^{-2\alpha_i/f_e} \quad (3.15)$$

avec $P_i(n)$ la puissance associée au mode i et $T_i(n)$ la variation de puissance du mode i liée aux transferts d'énergie entre les modes.

Pour assurer une somme des puissances constante au cours du temps pour un système sans dissipation, on pose :

$$\sum_{i=1}^N T_i(n) = 0 \quad (3.16)$$

Dans certains cas, le mécanisme de redistribution est la source de pertes d'énergie. De manière générale, la condition suivante doit être respectée sur les transferts :

$$\sum_{i=1}^N T_i(n) \leq 0 \quad (3.17)$$

3.1.4 Exemples de transferts de puissance

Transferts proportionnels avec seuil. Pour le premier exemple, on se place dans le cas de 2 modes couplés :

$$\begin{cases} P_1(n+1) = (P_1(n) + T_1(n)) e^{-2\alpha_1/f_e} \\ P_2(n+1) = (P_2(n) + T_2(n)) e^{-2\alpha_2/f_e} \end{cases} \quad (3.18)$$

avec $T_1 + T_2 = 0$.

On pose des transferts d'énergie proportionnels à la partie de la puissance de chaque mode $P_i(n)$ excédant le seuil p_i :

$$\begin{cases} T_1(n) = -\lambda_1 [P_1(n) - p_1]_+ + \eta \lambda_2 [P_2(n) - p_2]_+ \\ T_2(n) = -\lambda_2 [P_2(n) - p_2]_+ + \eta \lambda_1 [P_1(n) - p_1]_+ \end{cases} \quad (3.19)$$

avec p_i le seuil en dessous duquel le mode i ne distribue plus d'énergie à l'autre mode, λ_1 et λ_2 la proportion de la puissance qui sera redistribuée à l'autre mode, et η ($0 < \eta < 1$) le « rendement » de la redistribution. Pour tous les exemples, on pose $\eta = 1$ (pas de perte dans la redistribution).

On note $[\psi]_+ = \frac{\psi + |\psi|}{2}$ la partie positive de ψ .

Pour ce type de transfert, chaque mode perd une part de sa puissance $P_i(n)$ excédant le seuil p_i pour la redistribuer à l'autre mode.

Dans le cas où les amortissements modaux sont nuls ($\alpha_i = 0$), il en résulte des puissances qui tendent vers un point d'équilibre dépendant de la puissance initiale et de la valeur du seuil (voir Fig.3.4). Sans seuil, le point d'équilibre est identique pour les 2 modes. Lorsqu'il y a de la dissipation, le point d'équilibre décroît au cours du temps (voir Fig.3.5).

On peut généraliser ce type de couplage pour N modes :

$$\underline{\mathbf{P}}(n+1) = (\underline{\mathbf{P}}(n) + \underline{\mathbf{T}}(n)) \cdot \underline{\mathbf{D}} \quad (3.20)$$

avec :

- $\underline{\mathbf{D}}_i = e^{-2\alpha_i/f_e}$

- $\sum_{i=1}^N T_i = 0$

et $\underline{\psi} \cdot \underline{\mu}$ le produit matriciel de Hadamard ou produit de Schur (multiplication terme à terme).

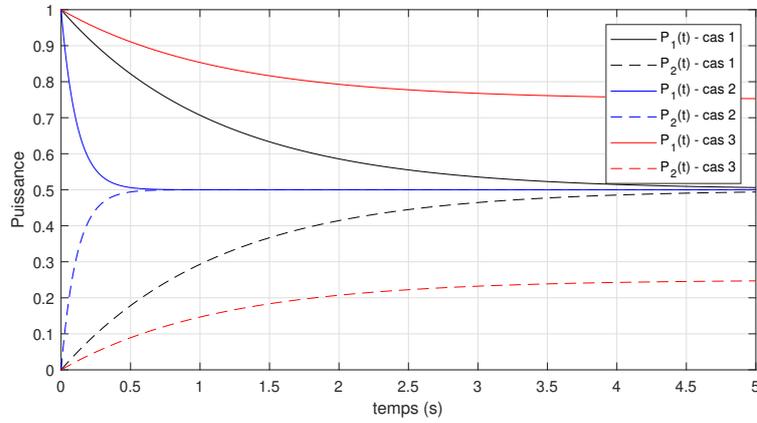


FIGURE 3.4 – Évolution de la puissance pour 2 modes couplés sans amortissement ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0$). cas 1 : pas de seuil ($p_1 = p_2 = 0$), coefficient de redistribution $\lambda_1 = \lambda_2 = 10^{-5}$; cas 2 : pas de seuil ($p_1 = p_2 = 0$), coefficient de redistribution $\lambda_1 = \lambda_2 = 10^{-4}$; cas 3 : seuil sur le mode 1 ($p_1 = 0.5$; $p_2 = 0$), coefficient de redistribution $\lambda_1 = \lambda_2 = 10^{-5}$.

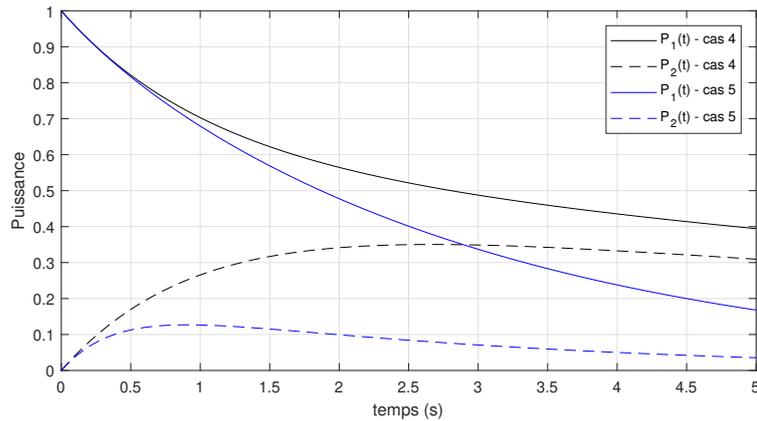


FIGURE 3.5 – Évolution de la puissance pour 2 modes couplés sans seuil ($p_1 = p_2 = 0$) pour un coefficient de redistribution $\lambda_1 = \lambda_2 = 10^{-5}$. cas 4 : amortissement $\alpha_1 = 0$ $\alpha_2 = 0.1$; cas 5 : amortissement $\alpha_1 = 0$ $\alpha_2 = 1$.

La redistribution entre les modes est définie par l'intermédiaire d'une matrice $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$:

$$\underline{\mathbf{T}}(n) = \underline{\underline{\mathbf{M}}} \left[\underline{\mathbf{P}}(n) - \underline{\mathbf{p}} \right]_+ \quad (3.21)$$

La condition de conservation de la puissance induit la condition suivante sur $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$:

$$\sum_{i=1}^N T_i(n) \leq 0 \Leftrightarrow \sum_{i=1}^N M_{ij} \leq 0 \quad \forall j \quad (3.22)$$

Les termes diagonaux de la matrice M_{jj} définissent la proportion de la puissance du j ème mode qui sera redistribuée aux autres modes, les autres termes de la colonne M_{ij} définissent la quantité que le i ème mode recevra de cette redistribution.

En pratique, on construit la matrice $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$ en sommant une matrice diagonale $\underline{\underline{\mathbf{\Lambda}}}$ et une autre matrice $\underline{\underline{\mathbf{L}}}$:

$$\underline{\underline{\mathbf{M}}} = -\underline{\underline{\mathbf{\Lambda}}} + \lambda \eta \underline{\underline{\mathbf{L}}} \quad (3.23)$$

avec $\Lambda_{ii} = \lambda$ et $\Lambda_{ij} = 0$ pour $i \neq j$. λ est la proportion de puissance excédant le seuil transférée aux autres modes à chaque pas de temps. Dans le cas d'une redistribution sans perte ($\eta = 1$), la somme des transferts est nulle.

La valeur des éléments L_{ij} est la proportion de puissance transférée par le mode j qui sera reçue par le mode i , et est définie de la manière suivante :

$$L_{ij} = \frac{a_{ij}}{\sum_{i=1}^N a_{ij}} \quad (3.24)$$

Où a_{ij} est un coefficient pondérant la redistribution depuis le mode j vers le mode i . L'avantage de cette formulation est que la conservation de la somme des puissances est assurée quelque soit $\langle a_{ij} \rangle$ si au moins une valeur par colonne est différente de 0.

Différents exemples pour ce type de redistribution sont présentés ci-dessous pour $N = 5$. Pour chacun de ces exemples, on pose :

- Condition initiale : $P_1(0) = 1$ et $P_i(0) = 0$ pour $i \neq 1$
- Amortissements modaux : $\alpha_i = i \times 0.1$
- Coefficient de redistribution : $\lambda = 10^{-4}$

Exemple n°1 (Fig.3.6)

- Matrice de redistribution uniforme : $a_{ij} = 1 \quad \forall i, j$
- Seuil nul : $p_i = 0 \quad \forall i$

Exemple n°2 (Fig.3.7)

- Matrice de redistribution uniforme : $a_{ij} = 1 \quad \forall i, j$
- Seuil uniforme : $p_i = 0.2 \quad \forall i$

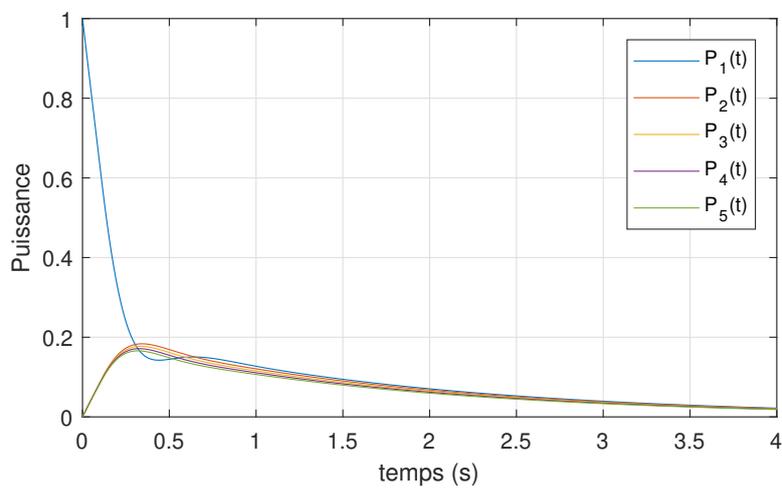


FIGURE 3.6 – Exemple n°1 : évolution de la puissance des 5 modes couplés pour une matrice de redistribution uniforme avec un seuil nul.

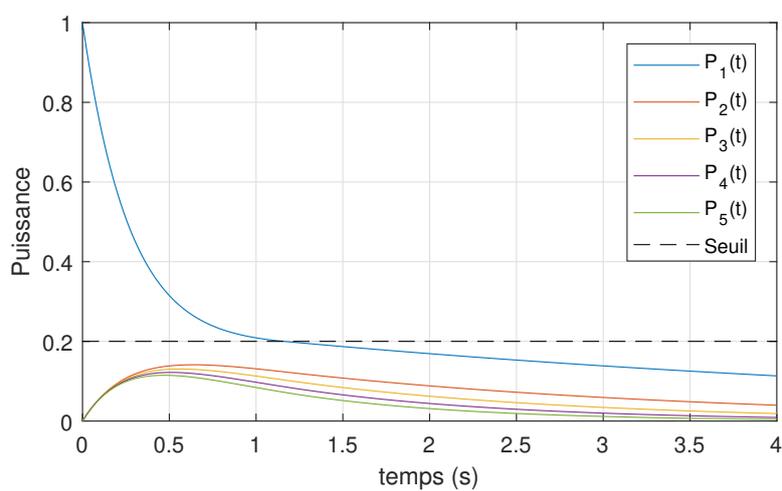


FIGURE 3.7 – Exemple n°2 : évolution de la puissance des 5 modes couplés pour une matrice de redistribution uniforme avec un seuil non nul.

Exemple n°3 (Fig.3.8)

- Matrice de redistribution tri-diagonale :

$$\underline{a} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

- Seuil nul : $p_i = 0 \quad \forall i$

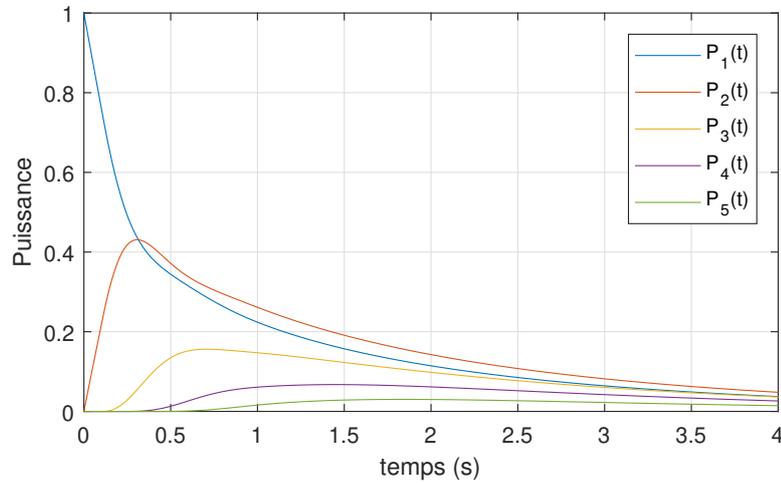


FIGURE 3.8 – Exemple n°3 : évolution de la puissance des 5 modes couplés pour une matrice de redistribution tri-diagonale avec un seuil nul.

Exemple n°4 (Fig.3.9)

- Matrice de redistribution tri-diagonale
- Seuil uniforme : $p_i = 0.2 \quad \forall i$

Transferts oscillants. En introduisant du retard dans le calcul des transferts $T_i(n)$, il est possible de créer des oscillations de la puissance des différents modes. Dans le cas de 2 modes couplés, les termes de transferts s'écrivent :

$$\begin{cases} T_1(n) = -\lambda_1 P_1(n - N_\delta) + \eta \lambda_2 P_2(n - N_\delta) \\ T_2(n) = -\lambda_2 P_2(n - N_\delta) + \eta \lambda_1 P_1(n - N_\delta) \end{cases} \quad (3.26)$$

L'apparition d'oscillations dans le système dépend du nombre d'échantillons de retard N_δ et des paramètres λ_1 et λ_2 contrôlant la vitesse des transferts d'énergie. Dans le cas où l'amplitude des oscillations est trop importante, la puissance peut

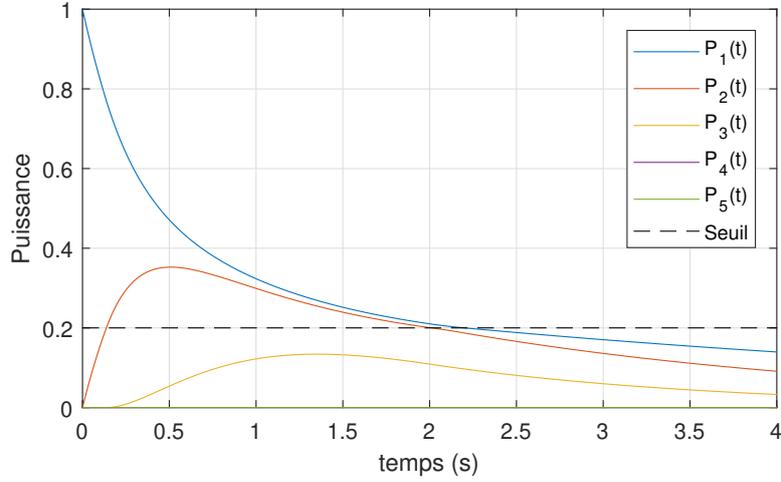


FIGURE 3.9 – Exemple n°4 : évolution de la puissance des 5 modes couplés pour une matrice de redistribution tri-diagonale avec un seuil non nul.

devenir négative, ce qui n'a pas de sens du point de vue du signal. Il est donc nécessaire d'écrire la condition suivante pour empêcher un mode dont la puissance est nulle de continuer à transférer de la puissance :

$$\begin{cases} T_1(n) = -\min(P_1(n), \lambda_1 P_1(n - N_\delta)) + \eta \min(P_2(n), \lambda_2 P_2(n - N_\delta)) \\ T_2(n) = -\min(P_2(n), \lambda_2 P_2(n - N_\delta)) + \eta \min(P_1(n), \lambda_1 P_1(n - N_\delta)) \end{cases} \quad (3.27)$$

Des exemples de transferts oscillants entre deux modes sont présentés Fig.3.10.

Ce type de transfert d'énergie permet de recréer des modulations d'amplitude pouvant apparaître lors de transferts d'énergies entre des oscillateurs couplés (par exemple dans le cas de deux pendules simples couplés par un ressort).

De manière analogue aux transferts proportionnels avec seuil, il est possible de généraliser les transferts oscillants pour N modes couplés :

$$\mathbf{T}(n) = (\eta \underline{\mathbf{L}} - \mathbb{1}) \cdot \mathbf{P}_{\text{dis}}(n) \quad (3.28)$$

avec :

$$\mathbf{P}_{\text{dis}}(n) = \min(\underline{\mathbf{\Lambda}} \mathbf{P}(n - N_\delta), \mathbf{P}(n)) \quad (3.29)$$

$\Lambda_{ii} = \lambda$ et $\Lambda_{ij} = 0$ pour $i \neq j$. λ est la proportion de puissance transférée aux autres modes à chaque pas de temps.

La valeur des éléments L_{ij} est la proportion de puissance transférée par le mode j qui sera reçue par le mode i , et est définie de la manière suivante :

$$L_{ij} = \frac{a_{ij}}{\sum_{i=1}^N a_{ij}} \quad (3.30)$$

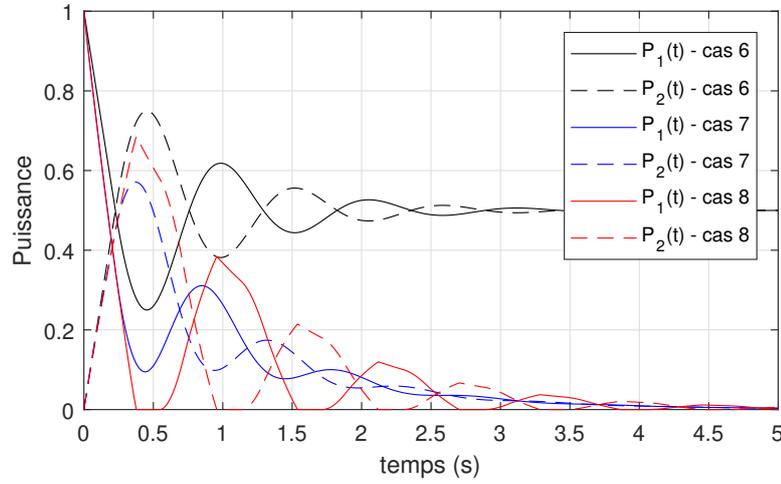


FIGURE 3.10 – Évolution de la puissance pour 2 modes couplés ($\lambda_1 = \lambda_2 = 5 \times 10^{-5}$) avec des transferts oscillants. Cas 6 : retard $N_\delta = 10000$ échantillons (0.227s), pas d’amortissement ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0$). Cas 7 : retard $N_\delta = 10000$ échantillons, avec amortissement ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0.5$). Cas 8 : retard $N_\delta = 15000$ échantillons (0.340s), avec amortissement ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0.5$).

Un exemple est présenté Fig.3.11 pour une matrice de redistribution tri-diagonale (voir Eq.(3.25)) et pour 5 modes.

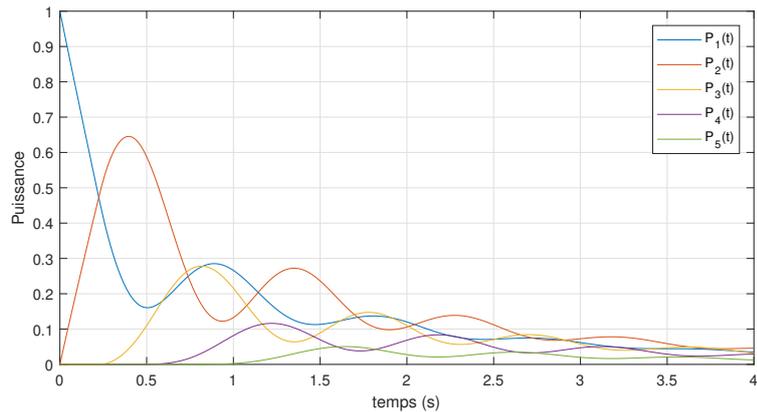


FIGURE 3.11 – Évolution de la puissance des 5 modes couplés pour des transferts oscillants (retard $N_\delta = 10000$), et une matrice de redistribution tri-diagonale.

Ces différents modèles pour les transferts de puissance accompagnés d’exemples explicatifs permettent de présenter les possibilités offertes par le formalisme que

nous avons proposé. Il est possible de développer d'autres modèles de transfert dans ce cadre pour atteindre d'autres comportements du signal. Par exemple, nous pouvons modifier la dynamique des transferts avec un modèle non-linéaire $\mathbf{T}(n) = \underline{\underline{\mathbf{MP}}}(n)^\xi$ et utiliser des processus aléatoires pour rendre le résultat moins prévisible.

Dans le reste du manuscrit, nous utiliserons principalement les transferts proportionnels avec seuil qui suffisent pour reproduire les phénomènes non-linéaires qui nous intéressent pour un temps de calcul limité et des résultats prédictibles.

3.1.5 Implémentation en synthèse additive

L'approche la plus directe pour effectuer la synthèse de sons à partir du modèle est de sommer directement des composantes sinusoïdales dont l'amplitude est calculée à partir des puissances des modes. L'algorithme est présenté ci-dessous :

Initialisation :

- Définition des paramètres modaux α_i et ω_i et des paramètres pour la redistribution λ , p_i et a_{ij} .
- Définition des conditions initiales pour la puissance associée à chaque mode $P_i(0)$ et initialisation de la phase $\Phi_i(0) = 0$.

1. Calcul de l'amplitude des modes à partir de la puissance $P_i(n)$:

$$A_i(n) = \sqrt{2P_i(n)}$$

2. Calcul de la phase :

$$\Phi_i(n) = \Phi_i(n-1) + \omega_i(n)/f_e$$

3. Calcul du signal au n ème pas de temps :

$$s(n) = \sum_{i=1}^N A_i(n) \sin(\Phi_i(n))$$

4. Calcul des transferts de puissance T_i puis de la puissance des modes au pas de temps suivant $n+1$:

$$P_i(n+1) = (P_i(n) + T_i(n)) e^{-2\alpha_i/f_e}$$

5. Incrémentation du pas de temps $n+1$ et retour à l'étape 1.

3.1.6 Implémentation en synthèse soustractive et retour sur le paradigme action-objet étendu

Dans une optique de synthèse sonore temps-réel avec un contrôle intuitif de la source sonore, nous cherchons à implémenter les transferts d'énergie entre

les résonateurs (définis en section 1.3.2.1) à faible coût computationnel, et à se greffer sur l'implémentation source-filtre proposée dans le paradigme action-objet. L'avantage principal de l'implémentation en synthèse soustractive est de pouvoir s'adapter automatiquement à la source (qui est en entrée du filtre) sans traitement préalable.

Lorsque l'on transfère de l'énergie entre les filtres, nous ne pouvons plus établir une relation de récurrence entre l'amplitude de la composante tonale aux différents pas de temps $Z(n)$ et $Z(n+1)$ comme c'était le cas pour le cas du filtrage linéaire (voir Eq.(1.5)). Nous devons repartir de la définition de la puissance des composantes tonales $\underline{P}(n)$ pour tenter de définir une nouvelle relation de récurrence :

$$\underline{P}(n+1) = [\underline{P}(n) + \underline{T}(n)] \cdot \underline{D} \quad (3.31)$$

Sachant que la puissance de la composante tonale associée au filtre i est :

$$P_i(n) = Z_i(n)^2/2 = (x_i(n)^2 + y_i(n)^2)/2 \quad (3.32)$$

Soit :

$$\underline{Z}(n) = \sqrt{2\underline{P}(n)} \quad (3.33)$$

Nous pouvons exprimer l'amplitude de la composante i au pas de temps suivant de la manière suivante (si le terme source est nul) :

$$Z_i(n+1) = \sqrt{Z_i(n)^2 + 2T_i(n)} e^{-\alpha_i/f_e} \quad (3.34)$$

Nous pouvons poser un rapport $R_i(n)$ dépendant du pas de temps n et du mode i :

$$R_i(n) = \frac{Z_i(n+1)}{Z_i(n)} = \sqrt{1 + 2\frac{T_i(n)}{Z_i(n)^2}} e^{-\alpha_i/f_e} \quad \text{si } Z_i(n) \neq 0 \quad (3.35)$$

Ce rapport peut également être exprimé en fonction de $P_i(n)$:

$$R_i(n) = \frac{Z_i(n+1)}{Z_i(n)} = \sqrt{1 + \frac{T_i(n)}{P_i(n)}} e^{-\alpha_i/f_e} \quad \text{si } P_i(n) \neq 0 \quad (3.36)$$

Nous séparons le terme du gain correspondant aux transferts d'énergie des dissipations :

$$R_i(n) = R'_i(n)D_i \quad \text{avec} \quad R'_i(n) = \sqrt{1 + \frac{T_i(n)}{x_i(n)^2 + y_i(n)^2}} \quad \text{et} \quad D_i = e^{-\alpha_i/f_e} \quad (3.37)$$

L'action du couplage non-linéaire entre les filtres peut se résumer à une action sur les variables itératives $x_i(n)$ et $y_i(n)$ lors du filtrage linéaire. Cette action qui consiste à multiplier les variables itératives du filtre par un gain qui dépend des variables des autres filtres :

$$\tilde{x}_i(n) = R'_i(n)x_i(n) \quad \text{et} \quad \tilde{y}_i(n) = R'_i(n)y_i(n) \quad (3.38)$$

Si les deux variables sont nulles, on modifie la valeur de $x_i(n)$ et pose directement $\tilde{x}_i(n) = \sqrt{2T_i(n)}$ car $R_i(n)$ tend vers l'infini.

L'algorithme, effectué en parallèle pour chaque filtre couplé i est présenté ci-dessous :

-
1. Initialisation des variables itératives des filtres $n = 0$:

$$x_i(0) = y_i(0) = 0 \quad (3.39)$$

2. Calcul des transferts entre les filtres $\underline{T}(n)$ et modification des variables itératives des filtres.

$$\tilde{x}_i(n) = \begin{cases} R'_i(n)x_i(n) & \text{si } (x_i \neq 0)|(y_i \neq 0) \\ \sqrt{2T_i(n)} & \text{si } (x_i = 0)\&(y_i = 0) \end{cases} \quad (3.40)$$

$$\tilde{y}_i(n) = \begin{cases} R'_i(n)y_i(n) & \text{si } (x_i \neq 0)|(y_i \neq 0) \\ 0 & \text{si } (x_i = 0)\&(y_i = 0) \end{cases} \quad (3.41)$$

3. Calcul des variables itératives des filtres au temps suivant $n + 1$:

$$\begin{aligned} x_i(n+1) &= X_i x_i(n) - Y_i y_i(n) + u_i(n) \\ y_i(n+1) &= Y_i x_i(n) + X_i y_i(n) \end{aligned} \quad (3.42)$$

avec $X_i = D_i \cos(\omega_i(n)/f_e)$ et $Y_i(n) = D_i \sin(\omega_i(n)/f_e)$ et $D_i = e^{-\alpha_i/f_e}$

4. Incrémentation du pas de temps et retour à l'étape 2.
-

Nous choisissons la variable $y_i(n)$ pour le calcul du signal en sortie

$$s(n) = \sum_i y_i(n) \quad (3.43)$$

Un schéma bloc de l'algorithme pour le calcul d'un filtre i est présenté Fig.3.12.

Définition de l'objet dans le paradigme action-objet étendu. Nous pouvons ainsi définir l'objet du paradigme action-objet étendu comme étant constitué de N filtres pouvant se transférer de l'énergie (voir Fig.3.13). Les « paramètres modaux » ω_i et α_i sont définis pour l'évocation des attributs de la structure de l'objet (forme, matériau). Les transferts d'énergies sont effectués par l'intermédiaire du vecteur $\underline{T}(n)$, dont les valeurs sont intégrées dans le bloc T_i (voir l'étape 2 de l'algorithme et le schéma associé Fig.3.12).

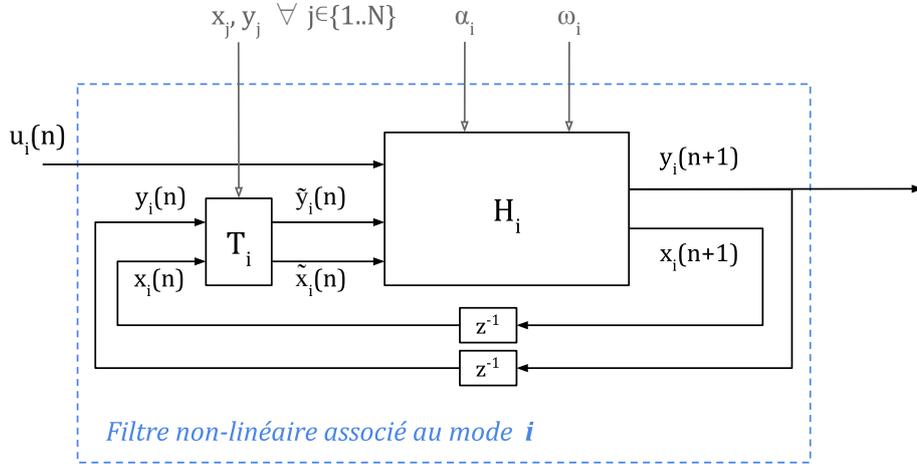


FIGURE 3.12 – Schéma bloc pour le calcul de la sortie d'un filtre non-linéaire associé à la composante tonale i . Le calcul effectué dans le bloc H_i correspond au système Eq.(3.42). Les calculs effectués dans le bloc T_i correspondent aux équations (3.40)&(3.41).

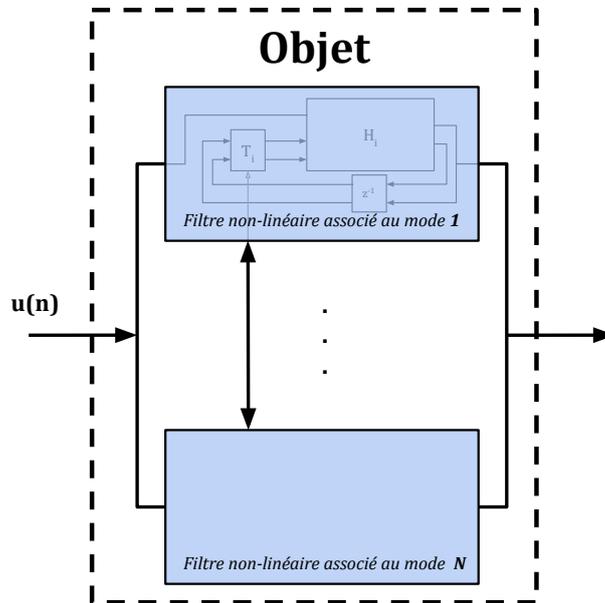


FIGURE 3.13 – Définition de l'objet du paradigme action-objet étendu comme un banc de filtres couplés en parallèle.

3.2 Interactions non-linéaires

Dans cette section, nous proposons différents paramétrages du modèle de synthèse pour générer des sons correspondant à des interactions non-linéaires particulières.

Nous traitons dans un premier temps le cas de l'excitation par un impact, puis nous cherchons à générer des signaux correspondant à la perturbation des vibrations d'un objet par un obstacle.

3.2.1 Excitation par un impact

Nous cherchons à générer des signaux percussifs et à simuler l'effet non-linéaire des impacts (variations de durée de l'excitation avec l'amplitude). Nous proposons un modèle permettant de contrôler la durée, l'amplitude et la position de l'excitation de façon indépendante.

De manière similaire au profil de la force d'excitation dans les modèles physiques (2.2.2.3), Nous modélisons l'impact sur un résonateur par un cosinus surélevé :

$$s_e(t) = \begin{cases} \frac{A_e}{2} \times (-\cos(\frac{2\pi}{\tau_e}t) + 1) & \text{if } 0 \leq t < \tau_e \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (3.44)$$

Dans le cas de la synthèse soustractive, il est possible d'utiliser directement ce signal temporel discrétisé comme source du banc de filtres. Dans le cas de la synthèse additive, nous calculons la contribution de l'excitation pour chaque mode avec le module de la transformée de Fourier du cosinus surélevé :

$$|S_e(f)| = \frac{A_e \tau_e}{2} \left(\text{sinc}(f\tau_e) + \frac{1}{2} [\text{sinc}(f\tau_e - 1) + \text{sinc}(f\tau_e + 1)] \right) \quad (3.45)$$

Le spectre de l'excitation est proche d'une cloche de fréquence de coupure égale à $2/\tau_e$ (voir Fig.3.14). La brillance de l'excitation est donc définie par la durée de l'impact τ_e .

La contribution de l'impact à chaque mode i est multipliée par un paramètre ζ_i qui pondère la contribution de la collision par rapport à la position de l'obstacle. Par exemple dans le cas de la corde :

$$\zeta_i = \left| \sin\left(\frac{i\pi}{L}x_e\right) \right| \quad (3.46)$$

avec x_e la position longitudinale de l'impact sur la corde. Cela rend compte du fait qu'un mode ne peut pas être excité par un impact situé sur un de ses noeuds de vibration.

Le spectrogramme d'un exemple sonore présentant les différences de contenus spectraux pour des durées d'impact différentes est proposé Fig.3.15.

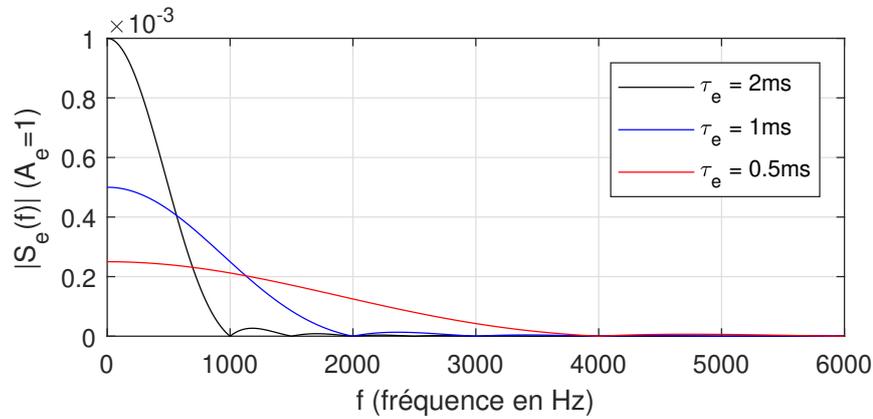


FIGURE 3.14 – Module de la transformée de Fourier du signal d'excitation pour différentes durées d'excitation τ_e .

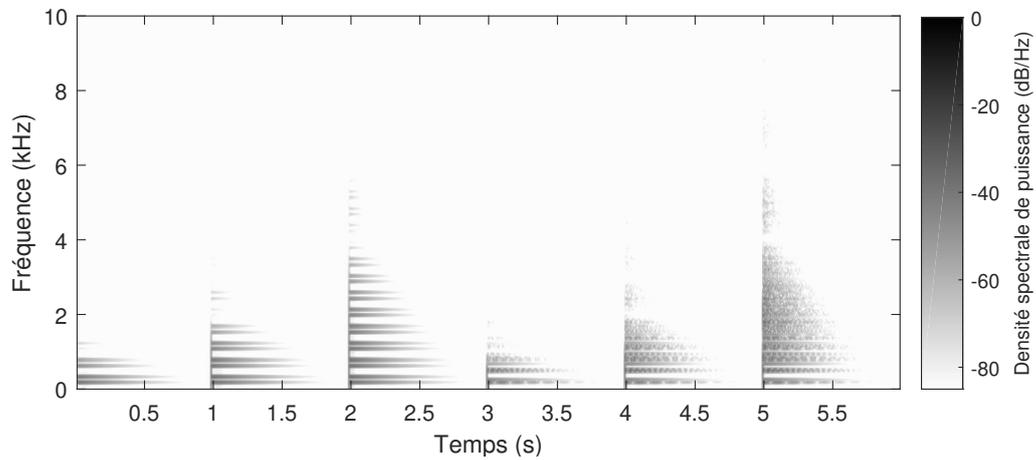


FIGURE 3.15 – Spectrogramme d'un son correspondant à 3 impacts au tiers d'une corde puis à 3 impacts au centre d'une membrane rectangulaire pour différentes durées d'excitation ($\tau_e = 2\text{ms}$ à $t = 0\text{s}$, $\tau_e = 1\text{ms}$ à $t = 1\text{s}$, $\tau_e = 0.5\text{ms}$ à $t = 2\text{s}$, $\tau_e = 2\text{ms}$ à $t = 3\text{s}$, $\tau_e = 1\text{ms}$ à $t = 4\text{s}$, $\tau_e = 0.5\text{ms}$ à $t = 5\text{s}$). 

3.2.2 Perturbations des vibrations par des collisions

Le cas de la perturbation des vibrations d'un objet par une contrainte unilatérale induisant des collisions successives diffère du cas de l'excitation. En effet, la collision d'un objet vibrant avec un obstacle fixe n'apporte pas d'énergie au système. Au contraire, ce phénomène entraîne des pertes et une éventuelle redistribution de l'énergie. Nous définissons les transferts en fonction des amplitudes modales, de la position de l'obstacle et de la durée de la collision.

Définition des seuils pour les transferts de puissance. Nous utilisons des transferts proportionnels avec seuil pour calculer les transferts de puissance dans le signal (voir section 3.1.4). Le choix des paramètres de seuil p_i permet de matérialiser un obstacle en introduisant les déformées associées à chaque mode. Nous définissons pour chaque mode une amplitude limite \hat{A}_i à partir de laquelle le mode interagit avec l'obstacle :

$$p_i = \frac{\hat{A}_i^2}{2} \quad (3.47)$$

Par exemple, dans le cas d'une corde ou d'une barre de longueur L appuyée sur ses extrémités interagissant avec un obstacle localisé aux coordonnées (x_c, y_c) (voir Fig. 3.16), nous définissons l'amplitude limite du i ème mode de la manière suivante :

$$\hat{A}_i = \begin{cases} \frac{y_c}{\sin(\frac{i\pi}{L}x_c)} & \sin(\frac{i\pi}{L}x_c) \neq 0 \\ 10^{10} & \sin(\frac{i\pi}{L}x_c) = 0 \end{cases} \quad (3.48)$$

\hat{A}_i est fixé à un nombre arbitrairement grand pour le cas où sa valeur tend vers l'infini. Ce cas correspond aux déformées modales comportant un noeud de vibration en x_c : l'amplitude limite de ces modes n'est pas affectée par le processus de redistribution car leur amplitude reste inférieure à l'amplitude limite. Cela permet, par exemple, de reproduire le cas du jeu d'une harmonique sur une guitare.

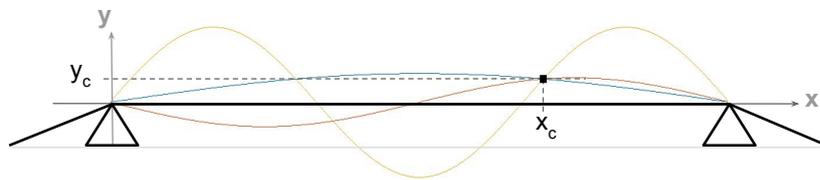


FIGURE 3.16 – Schéma d'une corde interagissant avec un obstacle avec la représentation des déformées modales des 3 premiers modes de vibration pour une amplitude égale à l'amplitude limite \hat{A}_i .

De manière analogue, dans le cas d'une membrane ou d'une plaque rectangulaire de longueur et largeur $L_x \times L_y$, appuyée sur tous ses bords, interagissant avec un

obstacle localisé aux coordonnées (x_c, y_c, z_c) (voir Fig.3.17), nous définissons l'amplitude limite du mode i de fréquence f_{kl} de la manière suivante :

$$\hat{A}_i = \begin{cases} \frac{z_c}{\sin(\frac{k\pi}{L_x}x_c)\sin(\frac{l\pi}{L_y}y_c)} & \sin(\frac{k\pi}{L_x}x_c)\sin(\frac{l\pi}{L_y}y_c) \neq 0 \\ 10^{10} & \sin(\frac{k\pi}{L_x}x_c)\sin(\frac{l\pi}{L_y}y_c) = 0 \end{cases} \quad (3.49)$$

Pour les objets 2D, le calcul des paramètres modaux (amplitudes limites incluses) se fait sur deux variables d'itérations. Les modes sont ensuite classés par fréquence modale croissante.

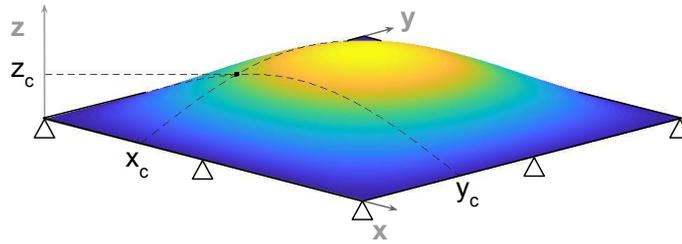


FIGURE 3.17 – Schéma d'une plaque ou membrane rectangulaire interagissant avec un obstacle avec la représentation de la déformée modale du premier mode de vibration pour une amplitude égale à l'amplitude limite \hat{A}_1 .

La définition des seuils avec cette méthode n'a de sens que pour un obstacle très localisé (considéré ponctuel). Dans le cas d'un obstacle étendu, nous définissons les seuils p_i tous égaux à une même valeur :

$$\hat{A}_i = y_c \quad \Leftrightarrow \quad p_i = \frac{y_c^2}{2} \quad (3.50)$$

Définition de la matrice de redistribution. Chaque colonne j de la matrice de redistribution est identique et égale à la contribution d'un impact (voir Eq. (3.45)) à la position de l'obstacle sur chaque mode :

$$a_{ij} = \zeta_i \left(\text{sinc}(f_i\tau_c) + \frac{1}{2} [\text{sinc}(f_i\tau_c - 1) + \text{sinc}(f_i\tau_c + 1)] \right)^2 \quad (3.51)$$

avec ζ_i la pondération de la contribution de la collision par rapport à la position de l'obstacle, comme pour le cas de l'impact. Par exemple dans le cas d'une corde interagissant avec un obstacle localisé en x_c , $\zeta_i = |\sin(\frac{i\pi}{L}x_c)|$ (voir Eq.(3.46)). τ_c correspond à la durée de la collision et retranscrit la dureté de l'interaction.

Remarque : Le terme d'amplitude $\frac{A_e\tau_c}{2}$ présent dans l'équation (3.45) n'est pas présent ici car les coefficients a_{ij} sont pondérés par la somme des coefficients sur la colonne (voir Eq.(3.24)). Multiplier la colonne par une constante n'a donc aucun effet sur la redistribution.

Déclenchement des collisions. Avec cette méthode, la redistribution de la puissance causée par une collision est effectuée sur un pas de temps. Il faut ensuite choisir à quel pas de temps et à quelle position apparaît l'obstacle. Les transferts T_i sont alors nuls pour tous les pas de temps sauf à l'instant correspondant à une collision.

Pour un obstacle fixe, il peut être pertinent de déclencher les collisions lorsque le signal dépasse une certaine valeur. Cela correspond approximativement à une fréquence de collisions correspondant à la fréquence fondamentale du signal.

Dans le cas de la retranscription d'une dynamique particulière liée à des rebonds entre des objets, une étude plus poussée pourrait être menée pour évaluer une distribution statistique de collisions pour différents cas de figures. On peut par exemple penser au cas d'un impact sur un charleston ouvert dont la cymbale supérieure rebondit sur la cymbale inférieure.

Lors de plusieurs collisions successives proches dans le temps et d'amortissements modaux faibles, les collisions deviennent indiscernables (à l'exception de la première) et le seul phénomène audible dans le signal est l'apparition soutenue de composantes hautes fréquences (voir Fig.3.18).

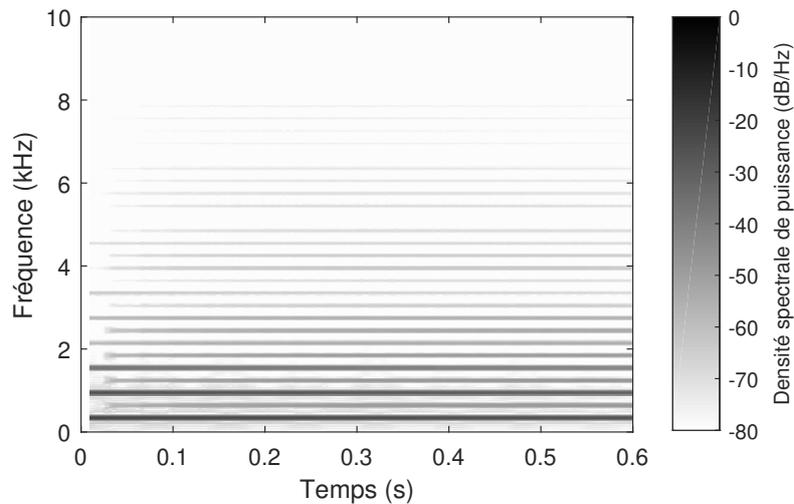


FIGURE 3.18 – Spectrogramme d'un son généré pour des fréquences modales correspondant à une corde (harmonique) de fréquence fondamentale égale à 300Hz et des collisions identiques toutes les 0.03s . Position de l'excitation $x_e = L/2$ (seuls les modes impairs sont excités à $t = 0\text{s}$). Position des collisions $x_c = 0.41 \times L$ (les collisions agissent sur tous les modes). La première collision est visible à $t = 0.03\text{s}$ (apparition des modes pairs), les suivantes sont indiscernables car trop rapprochées par rapport à la décroissance des composantes tonales liées aux amortissements modaux. 🔊

Pour retrouver le grain lié aux discontinuités causées par les collisions, il faut introduire de l'aléatoire dans les processus de synthèse. L'utilisation de processus

aléatoires dans les transferts d'énergie peut également retranscrire des phénomènes plus fins comme le *jivari*, qui correspond à de nombreuses collisions dont la position évolue au cours du temps.

L'introduction de processus aléatoire peut se faire dans le calcul des coefficients de redistribution a_{ij} afin d'assurer un calcul des transferts de puissances rigoureux. Cette méthode nécessite une mise à jour de la matrice de redistribution à chaque pas de temps ce qui augmente sensiblement le temps de calcul.

Une méthode moins coûteuse en temps de calcul proposant un rendu plus réaliste consiste à remplacer l'augmentation d'amplitude des modes causée par les redistributions d'énergie par une variable aléatoire gaussienne $\chi(n)$ filtrée ($\chi(n) \sim \mathcal{N}(0, 1)$). En synthèse soustractive, une manière simple de l'implémenter est de séparer la contribution négative des transferts $T_{i-}(n)$, que l'on intègre dans l'amortissement $R_i(n)$, et la contribution positive des transferts, que l'on intègre comme terme source (se référer à la section 3.1.6) :

$$R_i(n) = \sqrt{1 + 2 \frac{T_{i-}(n)}{A_i(n)^2}} e^{-\alpha_i/f_e} \quad (3.52)$$

$$\begin{aligned} x_i(n+1) &= X_i(n)x_i(n) - Y_i(n)y_i(n) + u_i(n) + \chi(n)\sqrt{2T_{i+}(n)}e^{-\alpha_i/f_e} \\ y_i(n+1) &= X_i(n)x_i(n) + Y_i(n)y_i(n) \end{aligned} \quad (3.53)$$

avec $\underline{\mathbf{T}}_-(n) = -\underline{\mathbf{A}} \left[\underline{\mathbf{P}}(n) - \underline{\mathbf{p}} \right]_+$ et $\underline{\mathbf{T}}_+(n) = \eta\lambda\underline{\mathbf{L}} \left[\underline{\mathbf{P}}(n) - \underline{\mathbf{p}} \right]_+$

Cette méthode conduit à surestimer l'amplitude des contributions positives ($\sqrt{2(P_i(n) + T_{i-}(n))} + \sqrt{2T_{i+}(n)} \geq \sqrt{2(P_i(n) + T_{i-}(n) + T_{i+}(n))}$). Cependant, les contributions de la source ne conduisent pas forcément à une augmentation de l'amplitude des filtres, qui dépend à la fois de la phase du filtre au moment de la collision et du signe de la variable aléatoire $\chi(n)$.

Pour produire une sensation d'impact, la même variable aléatoire scalaire $\chi(n)$ est utilisée pour chaque filtre composant les modes du système pour une apparition simultanée de toutes les composantes fréquentielles (voir Fig.3.19). Pour que des composantes fréquentielles différentes soient excitées à chaque collision, comme dans le cas du tanpura, nous utilisons une variable aléatoire $\chi_i(n)$ différente pour chaque mode i (voir Fig.3.20).

3.2.3 Couplage entre deux objets

Lorsque l'interaction devient couplée, les propriétés du résonateur sont modifiées. Cela peut se traduire par une variation des fréquences modales et/ou une augmentation de la dissipation dans le système.

3.2.3.1 Sourdine et étouffement

Le contact d'un objet vibrant avec un obstacle amortissant (e.g. un feutre, un doigt) atténue les vibrations. Le paramétrage du modèle est très similaire au cas où la vibration de l'objet résonant est perturbé par des collisions avec un obstacle

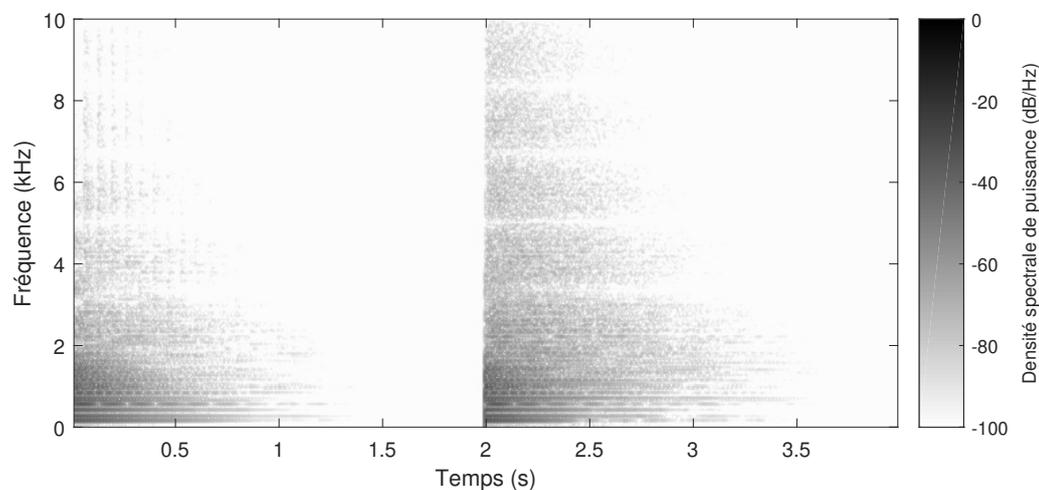


FIGURE 3.19 – Spectrogramme de deux sons percussifs générés à partir des fréquences modales de membrane circulaire dont le premier partiel est égal à 150Hz . La collision avec un obstacle au milieu de la membrane est simulée 15 fois par seconde pour le premier son ($0s \leq t < 2s$) puis 150 fois par seconde pour le second son ($2s \leq t < 4s$). 

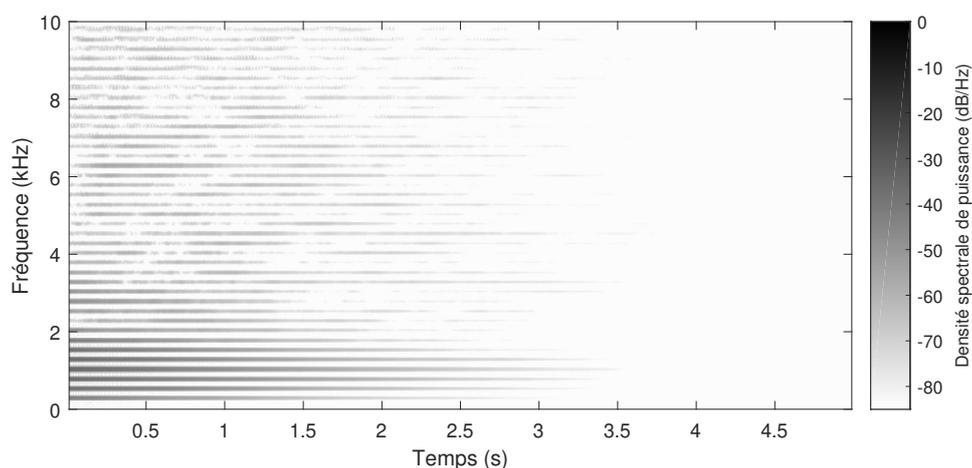


FIGURE 3.20 – Spectrogramme d'un son généré pour des fréquences modales harmoniques de fréquence fondamentale égale à 250Hz . La redistribution aléatoire différenciée sur chaque mode permet de créer un effet qui évoque le son d'un tanpura. 

rigide (voir section 3.2.2) : nous utilisons des transferts proportionnels avec des seuils correspondant à la position de l'obstacle. Pour obtenir un son étouffé, il faut baisser le paramètre de « rendement » η vers 0, et éventuellement augmenter la durée des collisions τ_c . Si $\eta = 0$, toute l'énergie à redistribuer est dissipée ce qui revient à augmenter l'amortissement des modes dont la puissance dépasse le seuil. Si $\eta > 0$, on observe un enrichissement des composantes hautes fréquences pendant l'étouffement (la fréquence de coupure est égale à $2/\tau_c$). Pour un contact maintenu, à l'inverse des collisions, les transferts ont lieu à tous les pas de temps sur toute la durée du contact. Le spectrogramme d'exemples de sons de corde étouffés est présenté Fig.3.21.

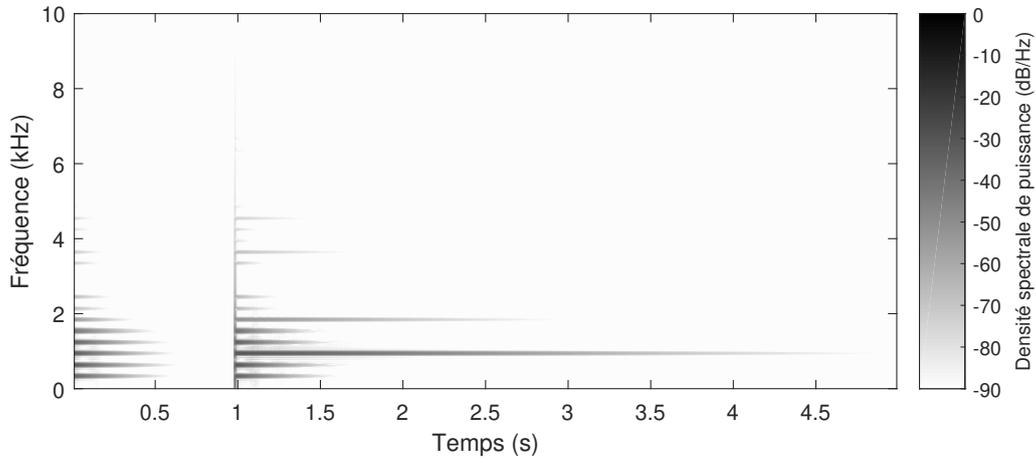


FIGURE 3.21 – Spectrogramme de deux sons percussifs générés à partir des fréquences modales d'une corde de fréquence fondamentale $f_1 = 300\text{Hz}$ interagissant avec un obstacle dissipant toute l'énergie redistribuée ($\eta = 0$). Pour le premier son ($0 \leq t < 1$), l'obstacle est étendu et placé contre la position d'équilibre de la corde ($y_c = 0$). Pour le second son ($t \geq 1$), l'obstacle est ponctuel et localisé en $(x_c = L/3, y_c = 10^{-5})$. Dans ce cas, les harmoniques multiples de 3 ne sont pas étouffées. 🗣️

3.2.3.2 Interaction « forte »

Pour reproduire la phase d'interaction rugueuse lors d'une interaction brutale entre un objet vibrant souple (e.g. une corde ou une membrane tendue) et un obstacle rigide et peu amortissant (e.g. un objet métallique), nous augmentons le nombre de composantes tonales pendant la phase d'interaction. Nous proposons ci dessous un modèle pour le cas de la corde.

Augmentation de la rugosité par la création de nouvelles composantes tonales. Nous générons jusqu'à deux composantes tonales pour chaque mode pendant l'interaction pour créer un signal rugueux et inharmonique (voir Fig.3.22).

Le signal $s(n)$ s'écrit :

$$s(n) = \sum_{i=1}^N [B_i(n) \sin(\Phi_{i+}(n)) + C_i(n) B_i(n) \sin(\Phi_{i-}(n))] \quad (3.54)$$

avec :

— $\Phi_{i+}(n)$, la phase de la composante tonale supérieure associée au mode i :

$$\Phi_{i+}(n) = \Phi_{i+}(n-1) + 2\pi(f_i + C_i(n) \frac{f_1}{3})/f_e$$

— $\Phi_{i-}(n)$, la phase de la composante tonale inférieure associée au mode i :

$$\Phi_{i-}(n) = \Phi_{i-}(n-1) + 2\pi(f_i - \frac{f_1}{3})/f_e$$

— $B_i(n)$, l'amplitude de la composante tonale supérieure associée au mode i :

$$B_i(n) = \sqrt{\frac{2P_i(n)}{1 + C_i(n)^2}}$$

— $0 \leq C_i \leq 1$, un paramètre permettant la transition continue depuis la phase où deux composantes tonales par mode sont générées ($C_i > 0$) vers la phase hors interaction où une seule composante tonale est associée à chaque mode ($C_i = 0$). C_i devient supérieur à 0 si la puissance redistribuée dépasse une valeur limite \hat{P} et la vitesse à laquelle il se rapproche de 1 est pilotée par le coefficient c_p :

$$C_i(n) = \zeta_i \left[1 - \exp \left(-c_p \left(\sum_{i=1}^N [P_i(n) - p_i]_+ - \hat{P} \right) \right) \right]_+ \quad (3.55)$$

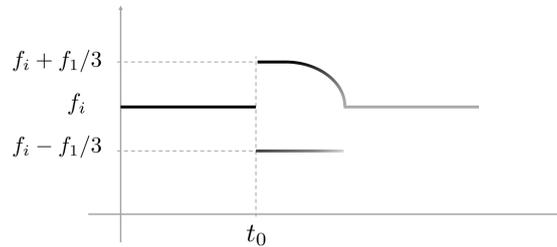


FIGURE 3.22 – Schéma d'une représentation temps-fréquence de 2 composantes sinusoïdales générées pour le mode i de la corde pendant une interaction « forte ». Les niveaux de gris indiquent l'amplitude de la composante sinusoïdale.

La puissance $P_i(n)$ associée à chaque mode est distribuée sur deux composantes tonales. Si la puissance redistribuée par tous les modes $\sum_{i=1}^N [P_i(n) - p_i]_+$ est supérieure à une limite arbitraire \hat{P} (i.e. si l'interaction est « forte »), le processus génère deux composantes distinctes pour chaque mode aux fréquences $f_i + C_i(n)f_1/3$ et $f_i - f_1/3$. Puis, avec la décroissance de la puissance redistribuée, la composante inférieure s'estompe et la fréquence de l'autre composante décroît jusqu'à retrouver la valeur d'origine de la fréquence modale f_i .

Ces variations sont contrôlées par le paramètre $C_i(n)$. Nous avons choisi une fonction exponentielle pour la définition de ce paramètre pour que la fréquence supérieure reste stable à $f_i + f_1/3$ au début de l'interaction, puis chute rapidement à sa valeur finale f_i (voir Fig. 3.22). D'autre part, $C_i(n)$ est proportionnel au coefficient ζ_i (les modes sont affectés par cette modification proportionnellement à l'amplitude de leur déformée modale à l'emplacement de l'obstacle, voir Eq.(3.46)). Le résultat de la synthèse d'un son avec ce processus est présenté Fig.3.23.

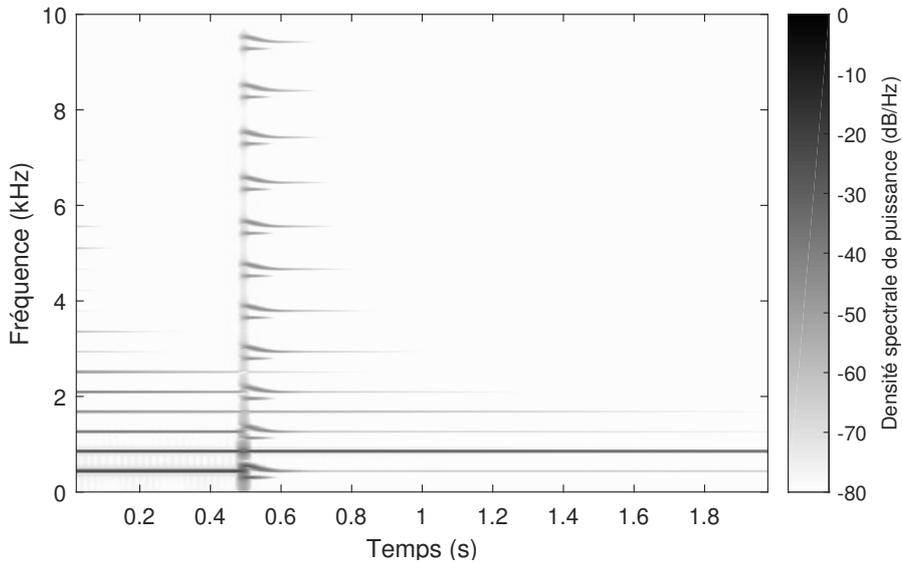


FIGURE 3.23 – Spectrogramme d'un son généré avec le modèle d'interaction « forte » dans le cas d'une corde perturbée par un obstacle rigide positionné en $(x_c = L/2, y_c = 0.005 \times |\sin(\pi x_c/L)|)$, à partir de $t = 0.5s$. 

Processus aléatoires pour un rendu plus réaliste. Nous définissons la pulsation comme une variable aléatoire suivant une loi normale pendant l'interaction :

$$\Omega_i(n) \sim \mathcal{N}(\omega_i(n), \sigma_i) \quad (3.56)$$

Une représentation temps-fréquence d'un signal correspondant à une sinusoïde avec une pulsation aléatoire $s(n) = \sin(\Phi(n))$ avec $\Phi(n) = \sum_{m=0}^n \Omega_i(m)/f_e$ est proposée Fig.3.24.

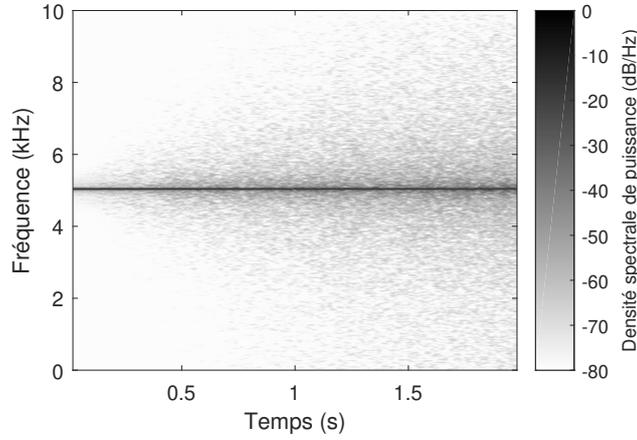


FIGURE 3.24 – Spectrogramme d'un sinus avec une pulsation aléatoire pour une pulsation moyenne $\omega_i = 2\pi \times 5000 \text{ rad.s}^{-1}$ et un écart-type augmentant linéairement avec le temps de $\sigma_i = 0$ à $t = 0\text{s}$ jusqu'à $\sigma_i = 1000$ à $t = 10\text{s}$. ◀▶

Les phases des composantes tonales associées à chaque mode deviennent :

$$\Phi_{i+}(n) = \Phi_{i+}(n-1) + \Omega_{i+}(n)/f_e \quad (3.57a)$$

$$\Phi_{i-}(n) = \Phi_{i-}(n-1) + \Omega_{i-}(n)/f_e \quad (3.57b)$$

avec :

$$\Omega_{i+}(n) \sim \mathcal{N}\left(2\pi(f_i + C_i(n)\frac{f_1}{3}), C_i(n)\frac{f_1}{3}\right) \quad (3.58a)$$

$$\Omega_{i-}(n) \sim \mathcal{N}\left(2\pi(f_i - \frac{f_1}{3}), C_i(n)\frac{f_1}{3}\right) \quad (3.58b)$$

Les coefficients a_{ij} peuvent également être multipliés par un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

Fin de l'interaction. Après la phase d'interaction, pour une corde interagissant avec un obstacle rigide collé à la position d'équilibre de la corde ($y_c = 0$), on distingue 3 cas de figures (Fig.3.25) :

- tout le signal est dissipé (étouffement),
- seul les modes dont la déformée comporte un noeud de vibration à la position longitudinale de l'obstacle (ponctuel) sont encore présent dans le signal (harmonique naturelle),
- la corde est séparée en deux, le signal se décompose en deux signaux harmoniques dont les fréquences fondamentales dépendent de la position longitudinale de l'obstacle et de la variation de tension dans la corde (jeu avec un

bottleneck, pitch bend). Sur une guitare, la caisse de résonance ou les microphones étant localisés sur un côté de la corde, un des signaux harmoniques est sensiblement plus audible que l'autre pour ce type de cas de figure.

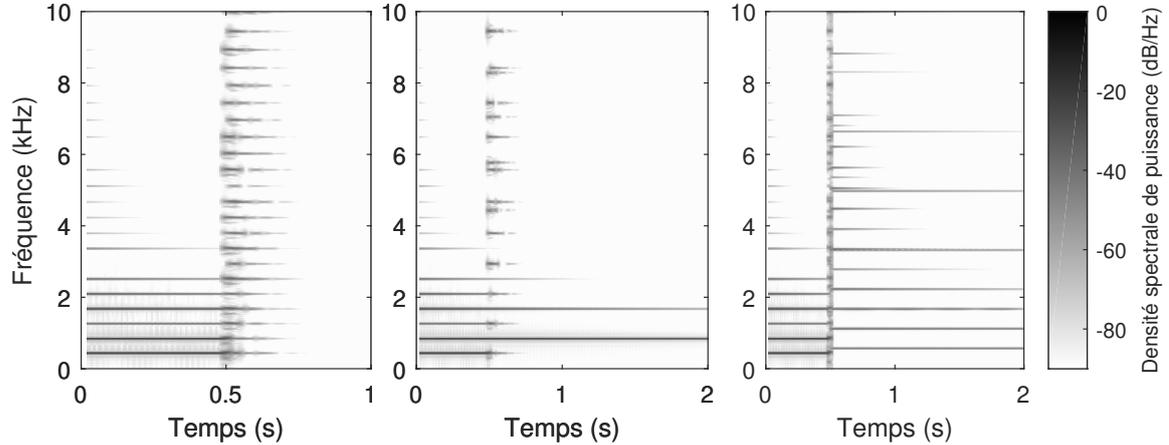


FIGURE 3.25 – Spectrogrammes de trois exemples sonores pour des interactions « fortes » entre une corde et un obstacle rigide. A gauche, une corde étouffée par un obstacle étendu ($y_c = 0$). Au centre, une corde perturbée par un obstacle ponctuel rigide ($x_c = L/2, y_c = 0$). A droite, un obstacle positionné en $x_c = L/4$ venant séparer la corde en deux. 

3.3 Non-linéarités géométriques

Dans cette section, la synthèse de sons dont la source présente des non-linéarités géométriques est présentée. En particulier, nous cherchons à reproduire le déferlement caractéristique apparaissant dans le cas des plaques minces pour des grandes déformations élastiques (gongs et cymbales notamment). D'autres cas de figure seront rapidement présentés par la suite.

3.3.1 Grandes amplitudes de vibration dans les structures minces

Les non-linéarités géométriques dans les plaques minces ont principalement trois effets sur le signal sonore rayonné :

- le déferlement vers les hautes fréquences,
- l'apparition de signal bruité au voisinage des modes couplés,
- la variation fréquentielle des modes au cours du temps.

Déferlement vers les hautes fréquences Le déferlement vers les hautes fréquences, causé par les turbulences d'ondes dans les plaques, est une caractéristique typique des sons rayonnés par les structures minces pour des grandes amplitudes

de vibration. Nous reproduisons ce phénomène par des transferts entre les modes dont la fréquence est proche. Nous utilisons des transferts proportionnels avec seuils, ce qui nous permet de passer du régime linéaire, lorsque les puissances sont inférieures aux seuils, au régime non-linéaire lorsqu'il y a un dépassement.

Pour définir les seuils, le plus simple est d'utiliser les puissances initiales associées aux différents modes dans un cas linéaire $\mathbf{P}_1(\mathbf{0})$ et d'ajouter une valeur constante pour que l'ensemble des seuils soient non nuls :

$$p_i = P_{l_i}(0) + cste \quad (3.59)$$

Il suffit ensuite de définir des puissances initiales supérieures à ces valeurs pour que la redistribution se produise.

Pour que l'apparition des composantes hautes fréquences soit retardée et obtenir l'effet cascade, il faut que les transferts aient lieu de proche en proche. En d'autres termes, il faut que les termes non-nuls de la matrice de redistribution soient concentrés près de sa diagonale.

Nous définissons la loi de redistribution entre les modes i et j proportionnellement à la différence de leurs fréquences (voir Fig.3.26) :

$$a_{ij} = \begin{cases} \left[1 - \frac{f_j - f_i}{\Delta f}\right]_+ & f_i \leq f_j \\ \left[1 - \frac{f_i - f_j}{\Delta f}\right]_+ & f_i > f_j \end{cases} \quad (3.60)$$

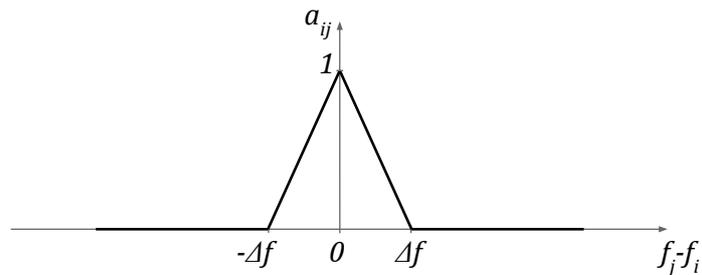


FIGURE 3.26 – Loi de redistribution : valeur des coefficients de redistribution a_{ij} en fonction de la différence de fréquence entre les modes i et j .

L'effet de la redistribution d'énergie entre les modes est visible Fig.3.27.

Apparition de signal bruité. Nous cherchons à faire apparaître des bandes de bruit à proximité des modes se transférant de l'énergie.

Pour la synthèse de bandes de bruit étroites, on filtre du bruit blanc avec le filtre "high-Q" proposé par Mathews&Smith [Mathews et Smith, 2003] (utilisé notamment pour la synthèse des résonateurs dans Metason, voir section 1.3.2.1). On

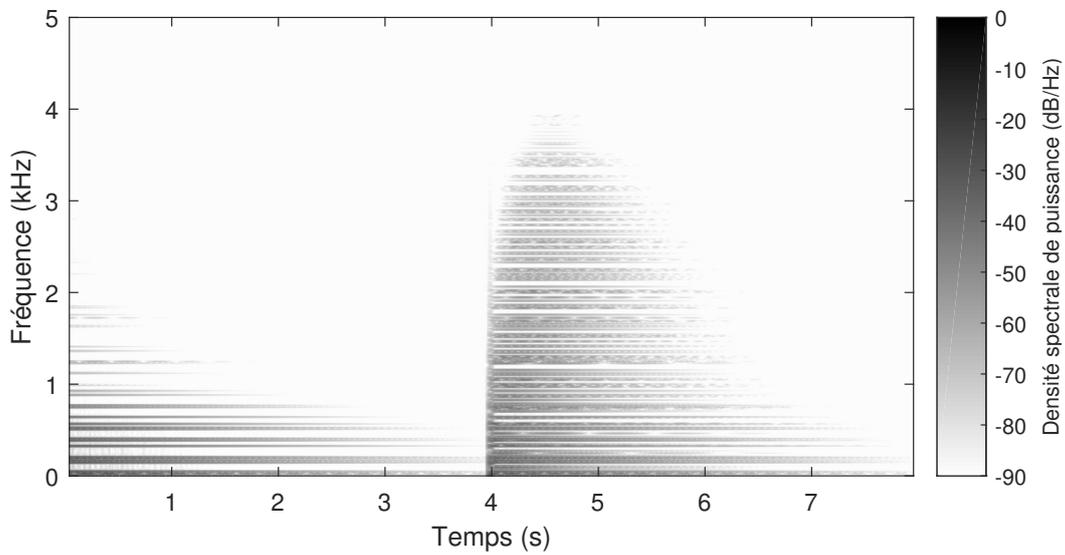


FIGURE 3.27 – Spectrogramme de deux sons d'impact générés pour des fréquences modales de plaque. Le premier sans transfert (cas linéaire), le second avec des transferts définis Eq.(3.60) pour $\Delta f = 600Hz$. Le cas linéaire est synthétisé pour un impact normalisé ($\max_i(P_{l_i}(0)) = 1$) d'une durée $\tau_e = 2ms$. Pour la redistribution, les seuils sont fixés à $p_i = P_{l_i}(0) + 1/2000$ et les puissances initiales sont fixées à $P_i(0) = 2 \times P_{l_i}(0)$. 

synthétise une bande de bruit filtré pour chaque composante tonale i avec le système suivant :

$$\begin{cases} x_i(n+1) &= R(\cos(\theta_i)x_i(n) - \sin(\theta_i)y_i(n)) + u(n) \\ y_i(n+1) &= R(\cos(\theta_i)y_i(n) + \sin(\theta_i)x_i(n)) \end{cases} \quad (3.61)$$

Avec $y_i(n)$ la sortie du filtre numérique, $u(n)$ le bruit blanc à filtrer (source), $R = e^{-\alpha_b/f_e}$ et $\theta_i = \omega_i(n)/f_e$. α_b est l'amortissement (largeur de bande) du filtre numérique.

La puissance moyenne du bruit filtré pour chaque composante est mesurée à priori sur un échantillon long et cette valeur est utilisée pour normaliser la sortie du filtre à une puissance moyenne unitaire. La sortie normalisée est notée $\tilde{y}_i(n)$.

La puissance associée à chaque mode est séparée en deux : une partie pour la synthèse d'une composante tonale et une partie pour la synthèse d'une bande étroite de bruit filtré.

On introduit la proportion de signal bruité $Q(n)$. Le signal complet devient de la forme suivante :

$$\begin{aligned} s(n) &= Q(n) \sum_{i=1}^N P_i(n) \tilde{y}_i(n) \\ &+ \sum_{i=1}^N \sqrt{2(1-Q(n))P_i(n)} \sin(\Phi_i(n)) \end{aligned} \quad (3.62)$$

Pour que l'apparition de signal bruité soit concomitante avec le chaos résultant du couplage entre les modes, nous indexons la proportion de signal bruité à la quantité de puissance redistribuée (voir Fig.3.28) :

$$Q(n) = \beta_b \left(\sum_{i=1}^n [P_i(n) - p_i]_+ \right)^{\gamma_b} \quad (3.63)$$

Les paramètres β_b et γ_b permettent de contrôler l'évolution de la proportion de signal bruité en fonction de la quantité de puissance à redistribuer.

Variation fréquentielle des modes Nous avons observé que la fréquence des modes d'une plaque mince variait avec l'amplitude des vibrations de l'objet. Nous cherchons donc à lier les fréquences modales aux amplitudes de vibration des modes. Une solution est d'indexer la pulsation d'un mode à sa puissance, en restant constant en dessous du seuil (mode linéaire à fréquence constante) p_i puis en variant au delà :

$$\omega_i(n) = \omega_{0i} \left(1 + \beta_\omega [P_i(n) - p_i]_+^{\gamma_\omega} \right) \quad (3.64)$$

Les paramètres β_ω et γ_ω permettent de contrôler les variations de fréquences en fonction de la puissance. La pulsation du mode i reste constante si sa puissance reste inférieure au seuil ($P_i(n) < p_i$). La variation peut être positive ($\beta_\omega > 0$) si l'on cherche à reproduire un comportement rigidifiant ("hardening"), ou négative ($\beta_\omega < 0$) pour un comportement assouplissant ("softening") (voir Fig.3.29).

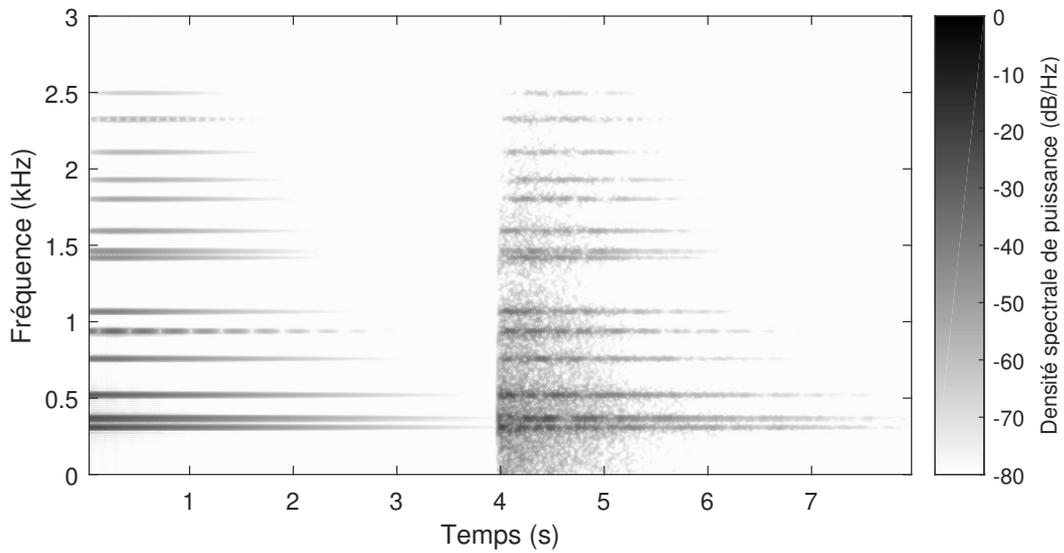


FIGURE 3.28 – Spectrogramme de deux sons d’impact générés pour des fréquences modales de plaque et des transferts entre les modes. Le premier son ($0s \leq t < 4s$) ne contient pas de signal bruité. Du bruit apparaît dans le second son percussif pour une largeur de bande identique pour tous les modes fixée par $\alpha_b = 15$. Nous fixons les paramètres $\beta_b = 0.3$ et $\gamma_b = 1/4$. 🗣️

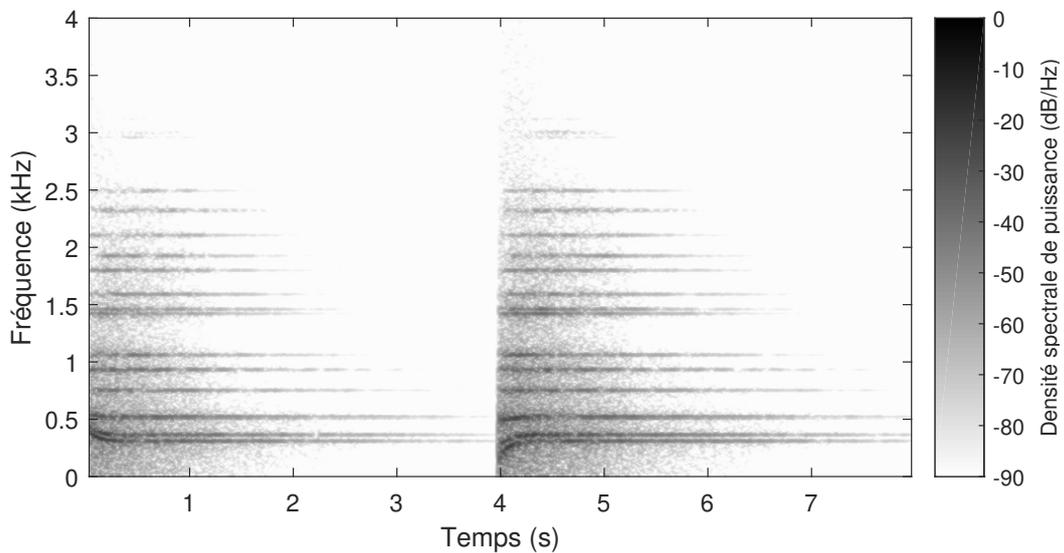


FIGURE 3.29 – Spectrogramme de deux sons d’impact générés pour des fréquences modales de plaque variant avec l’amplitude des modes. Le premier dans le cas d’un comportement rigidifiant ($\beta_\omega = 1/3$), le second dans le cas d’un comportement assouplissant ($\beta_\omega = -1/3$). L’exposant γ_ω est fixé à 2. 🗣️

Dans certaines situations, on groupe certains modes pour que leurs variations fréquentielles soient liées. Par exemple, si l'on cherche à reproduire un signal rayonné par une corde, le signal reste harmonique et les composantes tonales varient proportionnellement aux variations de la fondamentale :

$$\omega_i(n) = i \times \omega_1(n) \quad (3.65)$$

Il faut ainsi que le coefficient soit identique pour tout le groupe des modes considérés, par exemple en considérant la somme des puissances au dessus du seuil sur le groupe (voir Fig.3.30) :

$$\omega_i(n) = \omega_{0i} \left(1 + \beta_\omega \sum_{j=1}^N [P_j(n) - p_j]_+^{\gamma_\omega} \right) \quad (3.66)$$

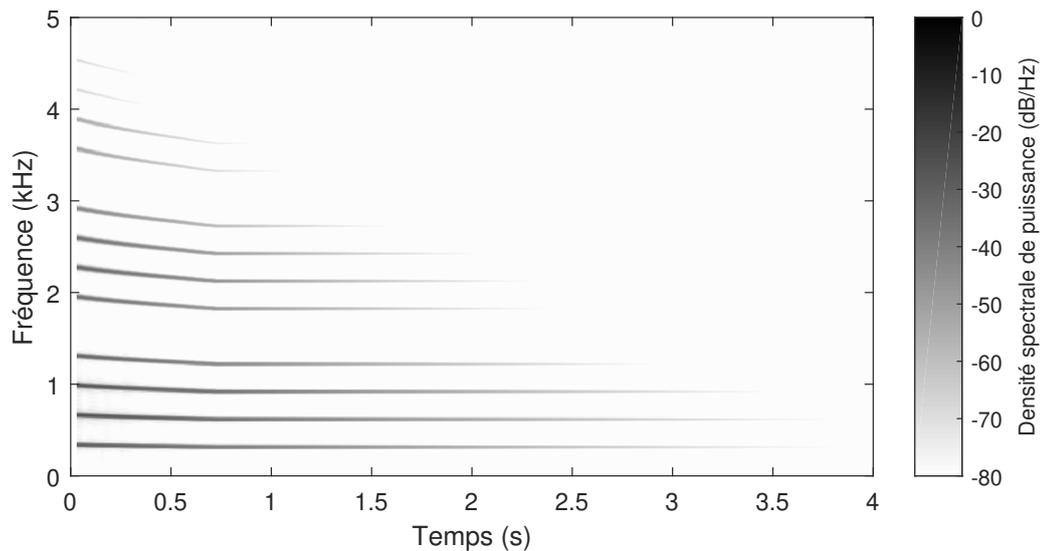


FIGURE 3.30 – Spectrogramme d'un son de corde dont les fréquences varient avec la somme des puissances excédant le seuil (Eq.(3.66)). $\beta_\omega = 0.0064$ et $\gamma_\omega = 2$. 

3.3.2 Objets pliés, flambage et non-linéarités matérielles

Si les modèles utilisés pour générer le corpus sonore nous permettent de générer une grande variété de sons correspondant à différents phénomènes, il existe des phénomènes non-linéaires pouvant rentrer dans le cadre de la thèse dont nous ne possédons pas de modèle analytique permettant une résolution par schéma aux différences finies de manière évidente. Nous proposons tout de même ici quelques pistes pour effectuer la synthèse de certains d'entre eux.

Objets pliés. Nous traitons également ici le cas particulier des objets dont la forme comporte une cassure plus ou moins nette (objets pliés et emboutis). Ces structures peuvent être modélisées comme plusieurs objets résonants se transférant de l'énergie. Un moyen efficace pour évoquer ce genre de phénomènes est d'utiliser des transferts proportionnels avec un seuil nul pour la plupart des modes et un coefficient de redistribution λ relativement faible (voir Fig.3.31). Il suffit d'exciter les modes correspondant à la facette impactée et à propager sur les modes correspondant aux autres éléments structurellement liés.

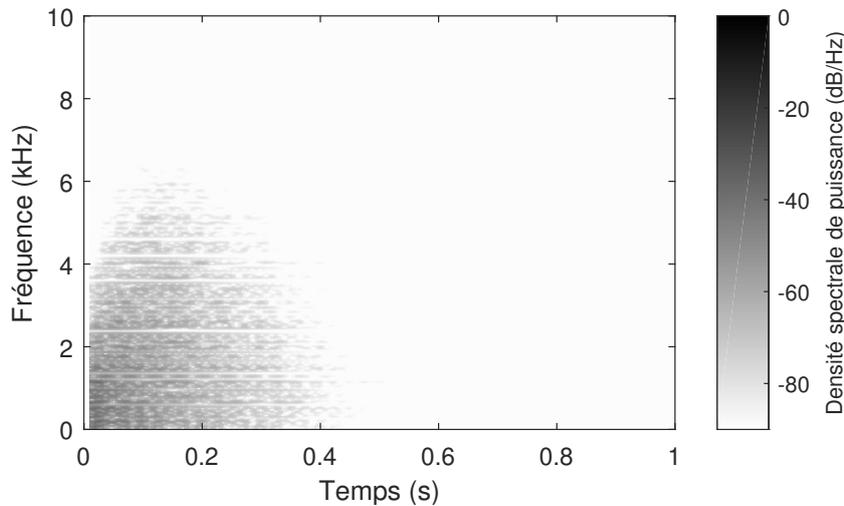


FIGURE 3.31 – Spectrogramme d'un son généré à partir des fréquences modales d'une plaque. Les transferts avec un seuil nul peuvent évoquer le son rayonné par une structure fine emboutie impactée, comme un couvercle de boîte métallique circulaire fin. 

De manière plus générale, les transmissions solidiennes de vibrations d'un objet à un autre peuvent être retranscrite par cette méthode. Ce type de comportement ne présente pas de non-linéarité mais le formalisme proposé dans la thèse peut être particulièrement adapté pour la synthèse du son rayonné par ce genre d'objet.

Flambage et voilement. Un objet en flambage ou voilement élastique est dans un état possédant plusieurs positions d'équilibre. Le passage d'une position d'équilibre à une autre peut se faire lors d'un impact ou d'une pression transversale et peut produire un son percussif. C'est par exemple le cas lorsqu'on appuie sur le côté bombé d'un couvercle métallique fin, d'une canette ou d'une bouteille en plastique. Ce son peut être simplement reproduit par un son d'impact amorti.

D'autre part, les variations de tension dans l'objet lors du voilage ou du flambage peuvent conduire à des variations de fréquence importantes.

Objets souples et détendus. Les objets très souples et détendus ont un comportement fortement non-linéaire et sont la source de sons très variés. Les feuilles de papier et d'aluminium produisent des sons brillants et courts lorsqu'ils sont impactés. Des transferts proportionnels sans seuil ($p_i = 0$) avec un coefficient de redistribution important permet de reproduire des sons ressemblants (voir Fig.3.32).

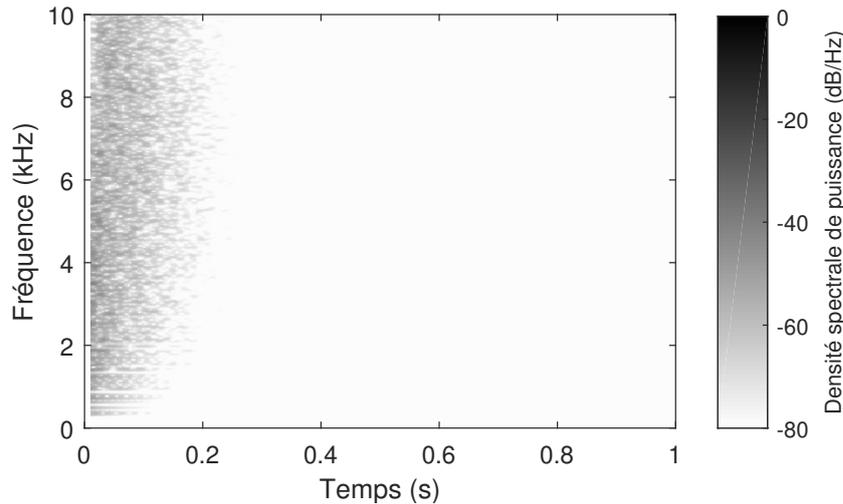


FIGURE 3.32 – Spectrogramme d'un son généré à partir des fréquences modales d'une membrane. Les transferts avec un seuil nul pour un coefficient de redistribution important ($\lambda = 0.01$) peuvent évoquer le son rayonné par une feuille en aluminium impactée. 

En revanche les textiles, les cordes et les membranes en peau détendus produisent des sons sourds à l'impact.

L'ensemble de ces objets produisent des sons complexes et variés lorsqu'on les secoue, tend, froisse... La conception d'un synthétiseur (processus de synthèse pour interface de contrôle) pour cette famille de sons pourrait faire l'objet d'investigations plus poussées.

Déformations plastiques. Lorsqu'un impact de trop forte intensité déforme plastiquement un objet, ses caractéristiques géométriques s'en retrouvent modifiées de façon irréversible. La structure ainsi tordue et contrainte présente des fréquences modales et des amortissements modaux plus élevés (voir Fig.3.33).

Le moment de la déformation plastique peut également produire des sons très reconnaissables. Les sons provoqués par l'écrasement de structure mince sont très caractéristiques. On peut penser à la canette en aluminium ou à la bouteille en plastique que l'on emboutit, ou à la feuille de papier ou le drap que l'on met en boule. Ces événements sonores produisent une multitude de sons percussifs courts résultant du voilage de l'objet lors des plis (e.g. lorsqu'on appuie sur une partie

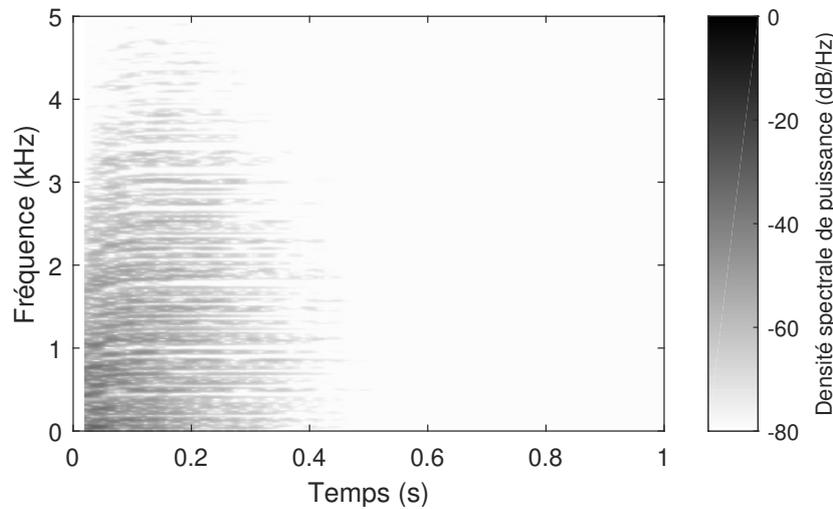


FIGURE 3.33 – Spectrogramme d'un son généré à partir des fréquences modales d'une plaque dont les fréquences modales et amortissements modaux sont modifiés de façon durable pendant un temps court suivant l'impact pour évoquer l'embouissement suivant un impact trop fort sur un matériau ductile. 

courbée de la bouteille ou de la canette avec son doigt), et du frottement entre les différentes parties qui compose l'objet.

Une méthode pour la synthèse de ce genre de son pourrait être de coupler une multitude d'objets correspondant à chacune des facettes. Nous pouvons également prendre en compte la variation de la taille de la cavité lorsqu'on emboutit des bouteilles ou des canettes avec un filtre résonant dont la fréquence augmente.

Rupture. Les sons liés à la rupture d'un objet sont très variés et la nature de la rupture dépend de plusieurs facteurs (géométrie, matériau, sollicitation). La diversité des configurations que l'on peut rencontrer rend complexe la modélisation des sons. Lors d'une rupture partielle (fissuration, déchirement, arrachement), le type de son produit au moment de la rupture ressemblera la plupart du temps à une suite d'impacts correspondant aux liaisons du matériau qui se brise.

Lorsqu'un objet déjà fissuré est impacté, on peut modéliser l'interaction entre les frontières de part et d'autre de la fissure comme des éléments cliquetant sur l'objet.

Lors d'une rupture totale, un objet se retrouve scindé en plusieurs morceaux. Le *crac* du moment de la rupture est souvent composé d'une suite d'impacts très rapprochés. Ce son est souvent suivi du bruit de la chute des différents morceaux sur le sol.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous proposons un modèle de synthèse permettant les transferts d'énergie entre des composantes tonales. Le principe du modèle repose sur la conservation de la somme des puissances de tous les modes.

Ce formalisme permet la synthèse de sons évoquant des phénomènes non-linéaires dans la production sonore, comme la perturbation des vibrations par des collisions ou le déferlement vers les hautes fréquences causé par les grandes amplitudes de vibrations dans les structures minces. Divers exemples sonores sont présentés pour illustrer les capacités du modèle.

L'enjeu est ensuite de proposer des stratégies pour un contrôle intuitif et haut-niveau du modèle. Le prochain chapitre aborde ce sujet dans le cadre de la conception d'un synthétiseur de son d'environnement principalement adapté pour le design sonore.

Ce modèle de synthèse offre également des possibilités d'exploitation pour une utilisation dans un cadre musical avec la synthèse d'instruments de musique spécifiques (tanpura, caisse claire) ou la synthèse sonore d'éléments abstraits avec une évolution contrôlée par les transferts d'énergie entre les modes.

Contrôle intuitif du modèle de synthèse : calibrations, validations et applications

Sommaire

4.1 Interactions non-linéaires	100
4.1.1 Contrôle de l'excitation : Brillance et force d'impact perçue .	100
4.1.2 Contrôle des perturbations d'un objet vibrant : Collisions entre une corde vibrante et un obstacle rigide non-résonant	101
4.2 Non-linéarités géométriques	113
4.2.1 Perception de la force d'impact et de la « souffrance » de l'objet dans le cas des plaques minces métalliques pour des grandes amplitudes de vibration	113
4.2.2 Calibration et validation du modèle de signal pour la synthèse de sons rayonnés par des plaques minces.	119
4.2.3 Non-linéarités géométriques et forme de l'objet	129
4.3 Proposition de contrôle perceptif	148

Les processus de synthèse sonore proposés dans le chapitre précédent permettent d'atteindre une grande diversité de comportements pour le signal sonore. L'enjeu de ce chapitre est de proposer des stratégies pour un contrôle intuitif de ces processus.

Le choix des paramètres de contrôle et les données recueillies à partir du geste de l'utilisateur dépend de l'usage de destination du synthétiseur. Nous nous plaçons dans cette étude dans le cadre de la synthèse écologique pour le design sonore, cependant des pistes sont proposées pour penser différemment le contrôle pour une utilisation dans un cadre musical par exemple.

L'objectif est d'identifier des paramètres de contrôle haut-niveau pour proposer un contrôle intuitif. En particulier, nous souhaitons calibrer les paramètres de synthèse pour permettre un mapping cohérent entre le geste de l'utilisateur et le son généré. La méthode suivie consiste à :

- Proposer une transcription des morphologies sonores grâce au modèle de signal et une description sémantique correspondante,
- évaluer et calibrer cette transcription à l'aide de tests d'écoute.

La première section concerne les interactions non-linéaires. Nous étudions dans un premier temps comment la durée d'excitation influe sur la force d'impact perçue,

puis nous cherchons à évaluer la pertinence perceptive de notre modèle d'interaction entre un objet vibrant et un obstacle rigide, en particulier dans le cas d'interactions « fortes ». Dans la seconde section, nous évaluons l'influence des morphologies sonores caractéristiques des non-linéarités géométriques sur la perception des sons rayonnés par des plaques minces, puis nous évaluons et calibrons le modèle de signal pour l'évocation de grandes amplitudes de vibrations pour différents cas de figure.

4.1 Interactions non-linéaires

Lors du contact entre plusieurs objets, différents phénomènes peuvent être responsables de la génération ou de la modification d'un signal sonore (voir Sec.1.4.1.1). Dans la conception du modèle de signal pour la synthèse sonore de ce type d'évènements, nous proposons des processus différents lors de l'excitation d'un objet vibrant et lors des perturbations des vibrations de ce dernier. En effet, l'excitation par un impact ou par des phénomènes de friction est modélisé par un signal source transmis à l'objet modélisé par le filtre (voir la présentation du paradigme action-objet et des travaux de Conan et Thoret Sec.1.3.2 [Conan *et al.*, 2014] [Thoret *et al.*, 2013]) tandis que les perturbations redistribuent l'énergie déjà disponible dans les différents filtres. Cette distinction entre excitation et perturbation a également un sens d'un point de vue perceptif car il est simple de faire la différence entre les évènements correspondant à ces cas de figure à partir du signal sonore même si certains cas peuvent être considérés comme « hybrides » (lors d'interactions continues sur des objets déjà en vibration par exemple).

Les besoins en terme de contrôle de la synthèse sonore sont donc différents pour l'excitation et la perturbation. Nous proposons un modèle pour le contrôle de la source sonore correspondant à des impacts dans une première section, puis nous traitons le cas des perturbations d'un objet vibrant par un obstacle rigide.

4.1.1 Contrôle de l'excitation : Brillance et force d'impact perçue

Les deux caractéristiques distinctes permettant de reconnaître un impact sur un objet sont l'énergie transférée pendant le choc (dépendant de la masse et de la vitesse de l'impacteur) et la dureté du contact (dépendant de l'étendue du contact et des matériaux des objets). La dureté perçue est fortement corrélée à la durée du contact, car elle est facilement reconnaissable par le biais de la brillance du son lors de l'impact [Freed, 1990]. La quantité d'énergie transférée pendant le choc définit l'amplitude du profil de la force de contact.

Le modèle de Hertz [Hertz, 1881] établit une expression théorique pour la force résultant d'un impact ponctuel de la forme $F = K\delta^{\frac{3}{2}}$ avec K la raideur et δ l'enfoncement. La non-linéarité dans le modèle de contact introduit une dépendance entre la durée de l'impact et la vitesse de l'impact. Dans le cas où la dissipation est négligée, Chaigne et Dutaut [Chaigne et Dutaut, 1997] montrent que $\tau_e \propto v^{\frac{1}{5}}$. L'exposant non-linéaire du modèle de contact varie avec la forme

du contact et la composition des objets. Par exemple, un exposant égal à 2.8 est souvent utilisé pour fitter les données expérimentales correspondant à un marteau sur une corde de piano [Avanzini et Rocchesso, 2001].

Le modèle simplifié que nous utilisons pour les impacts dans le modèle physique et le modèle de signal (voir Sec.2.2.2.3&3.2.1) [Van Den Doel *et al.*, 2001], est contrôlé par deux paramètres : l'amplitude d'excitation et la durée de l'impact. Nous devons introduire une relation entre la durée de l'impact et l'amplitude de l'excitation pour respecter la nature non-linéaire du contact.

Dans le cadre de son étude sur le roulement, Conan propose une loi de puissance [Conan, 2014, p39-43] :

$$\tau_e \propto A_e^{-0.29} \quad (4.1)$$

L'exposant est estimé à partir d'une série de simulation sur des impacts isolés d'une bille sur une surface plane suivant la loi de Hertz.

Dans tous les cas, les variations de durée de l'impact induites par les non-linéarités sont relativement faibles par rapport à l'amplitude des variations pouvant être atteintes en changeant d'impacteur. Néanmoins, le durcissement de l'impact pour des chocs plus puissants est perceptible, notamment dans le cas du marteau en feutre sur la corde de piano.

Nous proposons un mapping direct entre la vitesse du geste et l'amplitude d'excitation $0 < A_e \leq 1$, et l'expression suivante pour la durée d'excitation :

$$\tau_e = \frac{2}{f_e D A_e^{\gamma_e}} \quad (4.2)$$

avec $0 < D \leq 1$ le paramètre de dureté lié aux matériaux des objets en contact et γ_e l'exposant de la loi de puissance lié au durcissement causé par la forme du contact. La valeur minimale pour la durée τ_e est égale à $\frac{2}{f_e}$. Pour cette valeur, l'excitation est équivalente à un dirac et toutes les composantes tonales sont excitées avec une amplitude initiale identique.

D'autre part, lors de contacts très durs, plusieurs impacts très rapprochés se produisent lors du choc. Nous pouvons les modéliser par un train d'impulsion apparaissant pour des temps d'impact très courts [Van Den Doel *et al.*, 2001].

La mise en place et la calibration du contrôle doit faire l'objet de travaux futurs. Nous cherchons à lier les paramètres de contrôle D et γ_e à la dureté perçue et au durcissement de l'impacteur lors de son écrasement.

Le test d'écoute correspondant consisterait à évaluer la force d'impact perçue en fonction de différentes amplitudes d'excitation A_e pour différents exposants γ_e et différentes duretés de base D .

4.1.2 Contrôle des perturbations d'un objet vibrant : Collisions entre une corde vibrante et un obstacle rigide non-résonant

Les perturbations des vibrations d'un objet résonant par un obstacle rigide peut produire des sons très divers. Le contrôle intuitif de processus de synthèse générant

ce genre de sons nécessite de définir des paramètres de contrôle haut-niveau en terme de geste et d'interface et le mapping correspondant.

Dans le cas où les perturbations sont perçues comme une suite d'impacts (les paramètres modaux restent sensiblement les mêmes, couplage négligeable), il est possible d'effectuer une étude similaire à celle menée par Conan [Conan, 2014] pour les interactions frotter, gratter et rouler. Il s'agit d'effectuer l'évaluation statistique de collisions correspondant à une description sémantique donnée à l'aide de simulations, à la différence près que la description sémantique de ces phénomènes paraît moins évidente. Les termes consacrés pourraient être *chatouiller*, *cliqueter*, *rebondir*, *tinter*..., mais les sons évoqués par ces termes ne sont pas assez spécifiques et se recoupent largement. De plus, ils ne sont pas spécifiques à la perturbation d'un objet vibrant et pourraient correspondre à des cas limites de frottements ou de roulements. Cette démarche peut s'appliquer à des cas particuliers comme le tanpura ou la caisse claire dans un cadre de synthèse spécifique entièrement dédié à ces instruments.

Le cas de figure des collisions entre une corde vibrante et un obstacle rigide présente des phénomènes de couplages lorsque l'obstacle est positionné très proche de la position d'équilibre de la corde. Ce couplage entraîne un signal rugueux et inharmonique dont nous avons proposé une transcription dans le modèle de signal (Sec.3.2.3.2). Nous étudions ici comment contrôler la transition entre le cas couplé et le cas non-couplé et ce que cela implique du point de vue de la perception de l'évènement sonore associé.

Dans cette section, nous décrivons l'évaluation perceptive de sons résultant des collisions entre une corde vibrante et un obstacle rigide. En particulier, nous cherchons à apprécier notre capacité à retrouver la position d'un obstacle à partir de l'écoute de sons, puis à évaluer la transcription du phénomène par le modèle de signal en fonction des paramètres de synthèse (x_c, y_c, \hat{P}, c_p) . De plus nous cherchons une description sémantique pertinente pour la définition de paramètres de contrôle haut-niveau.

Dans ce but, nous comparons des sons générés par le modèle physique et le modèle de signal dans le cadre d'un test d'écoute.

4.1.2.1 Hypothèses

Les hypothèses sont les suivantes :

- Nous sommes capables de retrouver la position d'un obstacle à partir du son rayonné par une corde en collision avec cet obstacle,
- Le modèle de signal retranscrit correctement le phénomène, incluant une transcription correcte de la position de l'obstacle.

4.1.2.2 Stimuli

Nous comparons des sons générés par le modèle physique et par le modèle de signal pour évaluer la transcription du phénomène dans le modèle de signal.

Synthèse par modèle physique : Les stimuli de référence sont extraits du corpus généré à l'aide de synthèse par modèle physique. La synthèse est effectuée par l'intermédiaire de la résolution numérique par un schéma aux différences finies de l'équation de la corde raide et d'un algorithme de Newton-Raphson pour la résolution de l'équation au point de l'interaction avec l'obstacle rigide.

Équation de la corde raide (Eq.(2.23)) :

$$\partial_t^2 u = \gamma^2 \partial_x^2 u - \kappa^2 \partial_x^4 u - 2\sigma_0 \partial_t u + 2\sigma_1 \partial_t \partial_x^2 u + \frac{1}{\rho S} (\delta(x - x_e) F_e(t) + \delta(x - x_c) F_c(t))$$

Expression de la force résultant du contact avec l'obstacle (Eq.(2.24)) :

$$F_c(t) = -H(t - t_0) \frac{d\Phi}{du}$$

Avec le potentiel Φ défini de la manière suivante :

$$\Phi = \frac{K}{\alpha + 1} [u(x_c) - y_c]_+^{\alpha+1} \geq 0$$

Force d'excitation (modèle simplifié en cosinus surélevé pour une corde pincée, Eq.(2.22)) :

$$F_e(t) = \begin{cases} A_e/2 \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau_e}\right)\right) & 0 \leq t < \tau_e \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Le modèle et le schéma de résolution numérique sont présentés plus en détail avec leurs références Sec.2.2.3.

Les seuls paramètres variables dans le modèle physique pour la synthèse des stimuli de référence sont les coordonnées de l'obstacle x_c et y_c . Les valeurs de l'ensemble des paramètres du modèle pour la génération des stimuli sont présentées Table 4.1.

Synthèse par modèle de signal : Pour l'évaluation de la transcription du phénomène par le modèle de signal, nous générons des stimuli pour des fréquences et amortissements modaux identiques, puis nous cherchons à calibrer le modèle pour les interactions non-linéaires afin d'évoquer au mieux le comportement observé pour le modèle physique. En particulier, nous cherchons à faire apparaître un signal rugueux et inharmonique pour des valeurs de y_0 proche de 0.

Nous pouvons déduire la valeur des fréquences f_i et des amortissements α_i des modes de la corde à partir de la modélisation physique. L'expression pour les amortissements modaux est obtenue pour des faibles valeurs de σ_0 et σ_1 [Bilbao, 2009, p. 177-179] :

$$f_i = \frac{\gamma i}{2L} \sqrt{1 + \frac{\kappa^2 \pi^2 i^2}{\gamma^2 L^2}} \quad \alpha_i = \sigma_0 + \sigma_1 \frac{\pi^2 i^2}{L^2} \quad (4.3)$$

TABLE 4.1 – Valeurs des paramètres pour le modèle physique, incluant les paramètres de la corde, de l’excitation et des collisions.

Paramètre	Valeur
x_c	variable
y_c	variable
γ	404.02 m·s ⁻¹
κ	1.297 m ² ·s ⁻¹
σ_0	0.05 s ⁻¹
σ_1	0.002 m ² ·s ⁻¹
ρ	7.8×10 ³ kg·m ⁻³
S	7.85 × 10 ⁻⁷ m ²
L	0.4927 m
x_1	3L/20 m
A_1	100 N
τ_e	1 ms
K	5 × 10 ¹⁰ N·m ^{-α}
α	1.4
t_0	0.5s

La valeur de l’amplitude initiale de chaque mode $A_{0(i)}$ est mesurée sur une transformée de Fourier du début du signal généré par le modèle physique. Les paramètres modaux sont calculés pour les modes dont la fréquence n’excède pas 20kHz.

A partir de l’apparition de l’obstacle ($t = t_0$), le signal est reproduit avec le modèle de collision (transferts proportionnels avec seuil, décrit Sec.3.2.2). Les valeurs des seuils sont calculées à partir de la position de l’obstacle correspondant (x_c, y_c), comme proposé Eq.(3.47)&(3.48).

$$p_i = \frac{\hat{A}_i^2}{2}$$

avec :

$$\hat{A}_i = \begin{cases} \frac{y_c}{\sin(\frac{i\pi}{L}x_c)} & \sin(\frac{i\pi}{L}x_c) \neq 0 \\ 10^{10} & \sin(\frac{i\pi}{L}x_c) = 0 \end{cases}$$

Pour la matrice de redistribution (voir Eq.(3.51)), les coefficients a_{ij} sont calculés pour la durée de collision minimale de 2 échantillons. Dans ce cas, le modèle pour l’impact est un dirac dont la transformée de Fourier est identique quelque soit la fréquence. Cette valeur constante et fixée à 1 est multipliée par le coefficient ζ_i qui pondère la contribution de l’interaction par rapport à la position de l’obstacle sur la corde :

$$a_{ij} = \zeta_i \times 1 \quad (4.4)$$

avec $\zeta_i = |\sin(\frac{i\pi}{L}x_c)|$ (voir Eq.(3.46)).

Le modèle d'interaction « forte » (Sec.3.2.3.2) est utilisé pour la génération d'un signal rugueux et inharmonique pour les faibles valeurs de y_c . L'apparition des composantes tonales supplémentaires et les variations fréquentielles des modes sont contrôlées par la fonction $C_i(n)$, comprise entre 0 et 1, définie Eq.(3.55) :

$$C_i(n) = \zeta_i \left[1 - \exp \left(-c_p \left(\sum_{i=1}^N [P_i(n) - p_i]_+ - \hat{P} \right) \right) \right]_+$$

Le paramètre \hat{P} définit la valeur de puissance à redistribuer à partir de laquelle C_i devient différent de 0. Le paramètre c_p contrôle la vitesse à laquelle C_i se rapproche de 1.

Pour que l'expérience soit reproductible, nous générons des signaux déterministes.

Les paramètres du modèle de signal pour la synthèse des stimuli sont présentés Tables 4.2&4.3.

TABLE 4.2 – Valeurs des paramètres de synthèse pour le modèle de signal.

Paramètre	Valeur
x_c	variable
y_c	variable
\hat{P}	variable
c_p	variable
t_0	0.5s
λ	1/800
η	1

4.1.2.3 Plan d'expérience

Le plan d'expérience est un plan factoriel complet. Nous étudions l'influence de trois facteurs sur la position de l'obstacle perçue. Le $j^{\text{ème}}$ niveau du facteur ζ est noté ζ_j . Les trois facteurs (M , X , Y) sont décrits ci-dessous :

- M (3 niveaux) correspond au modèle utilisé pour générer le son : le modèle physique et le modèle de signal pour 2 différents contrôles du signal pendant l'interaction.

- X (3 niveaux) correspond à la position longitudinale de l'obstacle.

TABLE 4.3 – Valeurs des paramètres modaux pour le modèle de signal.

i	fréquence f_i (Hz)	amortissement α_i (s^{-1})	Amplitude initiale $A_{0(i)}$
1	410.1	0.140	210.0
2	820.7	0.486	146.2
3	1232	1.061	38.09
4	1646	1.867	16.01
5	2061	2.903	26.89
6	2478	4.169	13.06
7	2899	5.666	1.810
8	3324	7.393	3.425
9	3752	9.350	0.881
10	4185	11.53	0.953
11	6423	13.95	1.008
12	5066	16.60	3.289
13	5516	19.48	2.966
14	5971	22.59	0.767
15	6434	25.93	1.657
16	6903	29.50	1.949
17	7380	33.30	0.678
18	7865	37.32	0.308
19	8358	41.58	0.338
20	8860	46.07	0.413
21	9372	50.79	0.713
22	9892	55.74	0.321
23	10423	60.92	0.734
24	10963	66.33	1.249
25	11514	71.98	0.685
26	12076	77.85	0.250
27	12648	83.95	0.545
28	13232	90.28	0.276
29	13827	96.84	0.240
30	14434	103.6	0.145
31	15053	110.7	0.268
32	15685	117.9	0.680
33	16328	125.4	0.690
34	16984	133.1	0.229
35	17653	141.1	0.295
36	18336	149.2	0.717
37	19031	157.6	0.806
38	19739	166.3	0.297

• Y (9 niveaux) correspond à la position transversale de l'obstacle. Nous avons effectué une calibration informelle (test d'écoute préliminaire) pour définir des valeurs des 9 niveaux décrivant une évolution perceptivement linéaire de y_c pour le modèle physique et le modèle de signal. Cette calibration prend en compte le fait que des petites variations de y_c près des extrémités engendrent de grandes variations sur la perception du phénomène.

TABLE 4.4 – Niveaux des facteurs M , X et Y .**Facteur M**

Niveau	Description
M_1	modèle physique
M_2	modèle de signal : $c_p = 6 \times 10^{-4}$, $\hat{P} = 340$
M_3	modèle de signal : $c_p = 1 \times 10^{-4}$, $\hat{P} = 4000$

Facteur X

Niveau	Valeur de x_c
X_1	$L/2$
X_2	$L/3$
X_3	$5L/12$

Facteur Y

Niveau	$\frac{y_c}{U(x_c, t_0)}$ pour M_1	$\frac{y_c}{ \sin(\pi x_c/L) }$ pour M_2, M_3
Y_1	0.0065	0.005
Y_2	0.013	0.01
Y_3	0.13	0.1
Y_4	0.315	0.26
Y_5	0.49	0.58
Y_6	0.675	0.74
Y_7	0.875	0.9
Y_8	0.921	0.99
Y_9	0.985	0.995

La fonction C_i est définie différemment pour M_2 et M_3 . La Fig. 4.1 présente la variation fréquentielle du mode supérieur au début de l'interaction pour différents niveaux de Y pour les différentes fonctions C_i (correspondant à M_2 et M_3). Le signal généré est rugueux et inharmonique lorsque la variation fréquentielle est supérieure à 0 (pour les niveaux $Y_{j \leq 8}$ pour M_2 et $Y_{j \leq 7}$ pour M_3). De plus, la fréquence de la composante supérieure décroît plus progressivement et la durée du signal rugueux est plus courte pour M_3 que pour M_2 .

Deux sons de corde sans obstacle sont ajoutés aux stimuli comme son test pour vérifier que la consigne est bien comprise.

En résumé, un total de 83 stimuli ($= 3 \times 3 \times 9 + 2$) sont générés pour le test d'écoute.

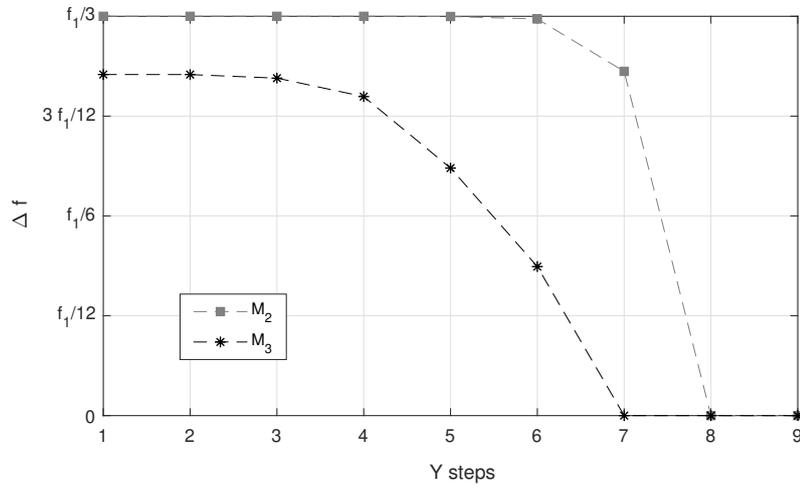


FIGURE 4.1 – Représentation de la variation fréquentielle $\Delta f = C_i f_1/3$ au début de l’interaction des modes engagés dans le processus de redistribution pour les différents niveaux de Y .

4.1.2.4 Participants

22 participants (9 femmes) ont pris part au test. Six d’entre eux pratiquaient régulièrement un instrument à corde, dix travaillaient dans les métiers du son comme chercheur ou technicien. Leur âge était compris entre 22 et 67 ans (pour une moyenne de 32 ans). Aucun d’entre eux n’avait de problème auditif (testé avec un audiomètre calibré).

4.1.2.5 Procédure

Le test s’est déroulé dans une pièce isolée et calme avec un casque d’écoute fermé (Sennheiser HD280pro). Les 83 stimuli ont été présentés aux participants dans un ordre aléatoire. Pour chaque son, les participants devaient retrouver la position de l’obstacle et l’indiquer sur une représentation visuelle de la corde vibrante et de l’obstacle. La représentation visuelle était interactive et deux curseurs permettaient de régler la position longitudinale et la position transversale de l’obstacle, respectivement notées R_x et R_y . R_y était évaluée sur une échelle allant de 0 à 100, où 0 correspondait à la position d’équilibre de la corde et 100 l’amplitude maximale de vibration de la corde à $x = x_c$. R_x était évaluée sur une échelle allant de 0 à $L/2$. Trois repères permettaient de localiser certaines positions sur l’axe x ($L/2$, $L/3$, $L/4$). Les participants pouvaient cocher une case comportant le libellé « aucune idée » s’ils n’étaient pas capables de localiser l’obstacle sur l’axe x .

Par ailleurs, il était proposé aux participants de donner une courte description sémantique de l’action évoquée par chaque son par le biais d’un verbe et/ou d’un adverbe. Ce retour était optionnel.

La durée totale des tests d’écoute a été comprise entre 35 et 75 minutes par

participant.

4.1.2.6 Résultats

Perception de la position transversale R_y . Nous avons effectué une Analyse de la Variance à mesures répétées (ANOVA) sur les valeurs recueillies pour R_y en fonction des facteurs M et Y . Les résultats sont présentés Fig. 4.2. Nous observons une courbe strictement croissante des valeurs moyennes de R_y en fonction des niveaux du facteur Y pour tous les modèles (M_1, M_2, M_3).

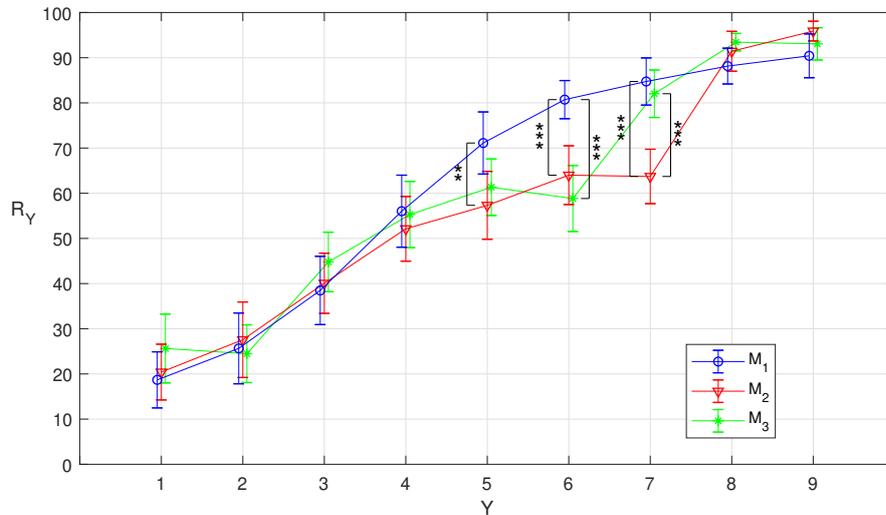


FIGURE 4.2 – Effets combinés des facteurs Y et M sur la réponse R_y ($F(18, 378) = 7.7548$, $p < 0.0001$). Les barres verticales représentent l'erreur standard. Test Post Hoc DSH de Tukey : ** = $p < 0.01$, *** = $p < 0.001$.

Lorsque nous comparons les résultats entre les modèles, les réponses ne varient pas de façon significative pour les quatre premiers et deux derniers niveaux de Y (pas de variation significative pour $Y_1, Y_2, Y_3, Y_4, Y_8, Y_9$, $p > 0.937$). En revanche, des différences significatives peuvent être observées entre les modèles pour les niveaux moyens de Y (Y_5 - Y_7). Ces écarts peuvent être directement reliés aux paramètres choisis pour le contrôle du modèle de signal pendant l'interaction. En effet, R_y varie fortement entre les niveaux 7 et 8 (resp. 6 et 7) pour M_2 (resp. M_3), ce qui correspond à la transition entre les cas dont le signal devient rugueux et inharmonique pendant l'interaction et les cas dont la variation fréquentielle des modes reste nulle (voir Fig. 4.1).

Ainsi, ce résultat montre que l'aspect rugueux et inharmonique du signal a un fort impact sur la perception de la position transversale de l'obstacle R_y .

D'autre part, les descriptions sémantiques les plus proposées par les participants sont les suivantes :

- pour les hauts niveaux de Y :

- verbes - *effleurer, frôler, toucher*,
- adverbes - *légèrement, faiblement, doucement*.
- Pour les bas niveaux de Y :
 - verbes - *étouffer, appuyer, toucher*,
 - adverbes - *fortement*.

Les mots proposés sont tous liés à la position transversale de l'obstacle, qui est associée à une notion d'*intensité* ou de *force* de l'interaction. Nous touchons la corde *doucement* ou *fortement* en fonction du niveau de la position transversale de l'obstacle Y .

Perception de la position longitudinale R_x . Afin d'évaluer la capacité des participants à identifier la position longitudinale de l'obstacle, nous calculons la distance à la cible $d = |R_x - X_j|$ pour les cas où la case « aucune idée » n'est pas cochée. Si $d \leq L/30$, la réponse R_x est considérée correcte, ce qui correspond à une marge d'erreur d'un cran de chaque côté du repère placé sur l'axe x . Par ailleurs, nous examinons les réponses autour des points particuliers correspondant aux noeuds de vibration des premiers modes de la corde pour chacun des cas : $L/2$, $L/3$, et $L/4$. En effet, comme les modifications du son en fonction de x_c suivent une logique particulière (les modifications concernent principalement les harmoniques présentes après l'interaction, voir Sec.2.2.3.2), les sons qui permettent de reconnaître la position longitudinale se situent forcément sur ces points, comme lors d'une harmonique naturelle jouée sur une guitare. Pour les autres valeurs de x_c , le son est entièrement dissipé pendant l'interaction, ne laissant pas la possibilité de retrouver la position longitudinale à partir des harmoniques restantes après l'interaction. Par exemple, il n'y a plus de son après l'interaction pour $x_c = 5L/12$ et $y_c = 0$ car la 12^{ième} harmonique de la corde est déjà dissipée à $t = t_0$. Par ailleurs, il est plus difficile de distinguer les harmoniques plus fortes après l'interaction quand y_c augmente.

Dans un premier temps, nous examinons les résultats pour le modèle physique M_1 . Nous observons que le score d'identification est faible. Les participants n'ont « aucune idée » dans 38.72% des cas (case cochée) et la réponse n'est correcte que dans 8.08% des cas. Pour les trois premiers niveaux de Y , les participants n'ont toujours « aucune idée » dans 28.79% des cas et leur réponse n'est correcte que dans 9.09%, 16.67%, et 6.06% des cas pour respectivement X_1 , X_2 et X_3 .

Nous en déduisons que la position longitudinale est généralement difficile à reconnaître, même pour les niveaux où les indices acoustiques sont plus évidents.

Si l'on se concentre sur les participants pratiquant régulièrement un instrument à corde (i.e. 6 participants) et sur les niveaux X_1 et X_2 dont les stimuli correspondant comportent des indices acoustiques permettant la reconnaissance de ces positions, nous observons une amélioration significative des résultats. Pour les trois premiers niveaux de Y , ces participants n'ont « aucune idée » que dans 16.67% des cas et le taux de réponses correctes devient respectivement 22.22%, 50%, et 5.56% pour

X_1 , X_2 et X_3 . De plus, nous observons que ces participants répondent $R_x = L/4$ pour X_1 ($x_c = L/2$) dans 38.89% des cas. Cette confusion est due au fait que les harmoniques restantes après l'interaction pour $x_c = L/4$ ont une fréquence double des harmoniques restantes pour $x_c = L/2$. Après l'interaction, ces deux sons sont perceptivement proches car ils sont simplement séparés d'une octave (octave-equivalence effect).

Nous pouvons en déduire que ces participants ont mis en place une stratégie de réponse cohérente avec les indices acoustiques à leur disposition.

Ensuite, nous conduisons une ANOVA uni-variée de facteur M afin de comparer le taux de réponses correctes pour les différents modèles dans les conditions les plus favorables (3 premiers niveaux de Y pour les participants jouant d'un instrument à corde). Le taux de réponses correctes ne varie pas significativement avec le facteur M ($F(2, 4) = 0.181$, $p = 0.84$).

Ce résultat nous pousse à conclure que le modèle de signal permet de reconnaître la position longitudinale de façon aussi efficace que le modèle physique. Il faut tout de même noter ici que ce résultat a été obtenu sur un échantillon statistique réduit de 6 personnes. Une étude plus poussée pourrait être conduite avec des participants experts, ou avec une phase d'entraînement pour évaluer plus précisément notre capacité à reconnaître ce phénomène et les capacités du modèle de signal à le reproduire correctement.

Néanmoins, cette étude montre que la reconnaissance de la position longitudinale demande un apprentissage particulier, ce qui veut dire qu'un contrôle intuitif et précis de cette dimension n'est potentiellement utile que pour les utilisateurs experts.

4.1.2.7 Discussion

Les résultats du test d'écoute sont intéressants pour la conception d'un contrôle intuitif du modèle de signal. Nous pouvons concevoir le contrôle de la perturbation correspondant à y_c comme un paramètre d'intensité de l'interaction allant de « doux » à « fort ». Ce contrôle peut également être assigné à un capteur de pression comme, par exemple, une tablette tactile. La transition vers l'interaction forte est contrôlée par le paramètre \hat{P} et l'évolution de la fréquence pendant l'interaction « forte » par le paramètre c_p . L'interaction devient « forte » à partir du moment où le signal pendant l'interaction devient rugueux et inharmonique. À l'inverse, l'interaction est « douce » lorsque les fréquences modales du résonateur restent inchangées.

La comparaison avec le modèle physique nous permet de calibrer les paramètres du modèle de signal pour s'approcher d'un continuum correspondant à notre perception du phénomène. Dans l'ensemble, le paramètre de position transversale du modèle de signal a des effets du même ordre que le paramètre physique correspondant (en particulier de grandes variations perceptives pour les faibles valeurs de y_c). C'est principalement le paramètre \hat{P} qui doit être fixé pour que

la transition ait lieu entre Y_4 et Y_5 pour approcher au mieux le phénomène physique.

Pour un rendu plus réaliste et plus riche, les interactions « douces » peuvent être ponctuées de plusieurs impacts distincts. Comme décrit Sec.3.2.2, le contrôle du déclenchement des collisions est un enjeu pour la génération de ce type de sons. En particulier, il s’agit de déterminer un espace sémantique pour décrire l’interaction (par exemple cliqueter, rebondir, effleurer, appuyer) et un modèle associé de distribution temporelle et spatiale des collisions.

D’autre part, la reconnaissance de la position de l’obstacle le long de la corde est complexe et demande une expertise. Le contrôle perceptif de ce paramètre n’a pas d’intérêt particulier pour les utilisateurs naïfs et la transcription du phénomène est satisfaisante en l’état pour les utilisateurs experts (un contrôle direct de x_c pourrait convenir pour ces utilisateurs). Un contrôle relatif à l’étendue de l’obstacle pourrait être plus simple à appréhender pour un utilisateur naïf (si l’interaction est forte, le nombre de partiels restants après l’interaction décroît si l’obstacle s’étend). Une expérience similaire pourrait être mise en place pour différents types de résonateurs.

Un aspect important du contrôle qui n’a pas été traité dans cette expérience concerne le contrôle des caractéristiques matérielles de l’interaction. En effet, la rigidité et la dissipation du contact, que nous pouvons contrôler avec les paramètres du modèle de signal τ_c et η , ont une influence certaine sur le son. Nous avons le choix entre une description de l’obstacle avec un contrôle de son matériau ou une description de l’interaction avec un contrôle de la dureté et de la dissipation. Le contrôle des caractéristiques de l’obstacle est plus adapté dans le cas d’un environnement modulaire où l’obstacle deviendrait un objet résonant à son tour. À l’inverse, la description de l’interaction est axée vers un environnement centré sur un résonateur unique soumis à des interactions contrôlées par le geste de l’utilisateur. La pertinence de ces hypothèses et la calibration des paramètres de contrôle haut-niveaux retenus pourraient être l’objet d’un prochain test d’écoute.

4.2 Non-linéarités géométriques

Les morphologies sonores relatives aux non-linéarités géométriques sont caractérisées par des modifications du son rayonné par les objets lorsque leur amplitude de vibration augmente. On peut ainsi voir apparaître des modes dont la fréquence n'est pas constante, du signal bruité et des transferts d'énergie entre les modes pour des grandes amplitudes de vibrations élastiques (voir Sec.2.3.2). Différents éléments sont essentiels pour pouvoir atteindre de grandes déformations élastiques :

- une amplitude d'excitation suffisamment importante,
- un matériau dont la ductilité permet des déformations importantes,
- une structure fine et relativement souple.

L'amplitude d'excitation, le matériau et la forme de l'objet résonant ont une influence prépondérante sur l'apparition des phénomènes non-linéaires et le contrôle du modèle de signal, pour être transparent et intuitif, doit être cohérent avec ces relations si elles transparaissent dans notre perception des sons.

Afin de mettre en place une stratégie pour contrôler l'apparition des morphologies sonores correspondant aux non-linéarités géométriques dans le modèle de signal, nous étudions notre perception du phénomène pour différentes forces d'excitation sur des plaques de différentes épaisseurs dans un premier test d'écoute. Ensuite, nous évaluons et calibrons la transcription du phénomène par le modèle de signal pour les plaques minces. Enfin, nous étudions l'impact des morphologies sonores correspondant aux non-linéarités géométriques pour des distributions de fréquences modales différentes dans le but de proposer un contrôle cohérent de non-linéarités pour des objets résonants de différentes formes.

4.2.1 Perception de la force d'impact et de la « souffrance » de l'objet dans le cas des plaques minces métalliques pour des grandes amplitudes de vibration

Le rapport entre la force d'excitation et la capacité du résonateur à résister à l'excitation détermine l'apparition des phénomènes non-linéaires. Nous pouvons donc percevoir ces attributs de la source sonore à travers les morphologies sonores caractéristiques des non-linéarités géométriques. Or, les paramètres modaux (fréquence et amortissement) nous informent également sur les paramètres géométriques (longueur, largeur, épaisseur) et matériaux (module d'Young, densité) du résonateur, ce qui nous informe sur la solidité de l'objet résonant. Différentes études montrent que nous sommes capables de reconnaître certaines géométries, en particulier des ratios de taille entre les différentes dimensions de l'objet résonant [Lakatos *et al.*, 1997] [Kunkler-Peck et Turvey, 2000] [Rakovec *et al.*, 2013], et le matériau [Wildes et Richards, 1988] [Lutfi et Oh, 1997] [Aramaki *et al.*, 2011] d'un objet résonant pour des sons « linéaires » et proposent des stratégies pour la synthèse et le contrôle de ces sons.

Dans cette étude, notre objectif est d'évaluer notre capacité à déduire l'amplitude d'excitation et la résistance de l'objet résonant à partir de l'apparition des morphologies sonores liées aux non-linéarités géométriques.

Pour cela, nous avons demandé aux participants d'un test d'écoute d'évaluer la force de l'impact et la « souffrance » de l'objet pour des sons du corpus sonore correspondant à des plaques métalliques de différentes épaisseurs. La « souffrance » de l'objet était définie comme étant la difficulté de l'objet impacté à supporter les déformations provoquées par l'excitation.

4.2.1.1 Hypothèses

Les hypothèses testées sont les suivantes :

- la « souffrance » de l'objet est corrélée à l'apparition des morphologies sonores liées aux non-linéarités géométriques.
- la perception de la force d'impact est corrélée à l'apparition des morphologies sonores liées aux non-linéarités géométriques et à la perception de la rigidité de l'objet résonant qui transparaît dans la distribution fréquentielle de ses modes de vibration.

Nous pensons pouvoir remonter à la perception de la rigidité de l'objet en faisant le rapport entre l'évaluation de la perception de la force d'impact et de la « souffrance » de l'objet.

4.2.1.2 Stimuli

Les stimuli sont générés par la résolution numérique du système de Von Karman. Ces sons sont extraits du corpus présenté Sec.2.3.1 . Le système de Von Karman est rappelé ci-dessous (voir Eq.(2.32a) pour une description des éléments composant le système) :

$$u_{tt} = -\frac{D}{\rho e} \Delta \Delta u + \frac{1}{\rho e} \mathcal{L}(\phi, u) - 2\sigma_0 u_t + 2\sigma_1 \Delta u_t + \frac{\delta(x - x_1, y - y_1)}{\rho e} F(t) \quad (4.5a)$$

$$\Delta \Delta \phi = -\frac{Ee}{2} \mathcal{L}(u, u) \quad (4.5b)$$

Les conditions aux limites sont libres sur deux côtés pour $x = 0$ and $x = L_x$

$$u_{xx} + \nu u_{yy} = u_{xxx} + (2 - \nu) u_{xyy} = 0, \quad (4.6)$$

et simplement appuyées sur deux côtés pour $y = 0$ and $y = L_y$

$$u = u_{yy} = 0. \quad (4.7)$$

Nous utilisons le modèle d'impact en cosinus surélevé (voir Sec.2.2.2.3) avec une durée d'impact constante quelque soit l'amplitude de l'impact afin de ne pas donner d'indices acoustiques aux participants concernant la force d'impact perçue à partir

de l'excitation. Ainsi, l'influence des non-linéarités géométriques peut être évaluée sans que le comportement non-linéaire de l'impacteur n'interfère dans la mesure.

Les paramètres variables pour la synthèse des stimuli de référence sont les paramètres correspondant aux facteurs de l'expérience : l'épaisseur de la plaque e et l'amplitude de l'impact A_e . Les autres valeurs de l'ensemble des paramètres du modèle pour la génération des stimuli sont présentées Table 4.5. Les paramètres matériaux correspondent aux valeurs habituelles pour l'acier.

TABLE 4.5 – Valeurs des paramètres pour le modèle physique, incluant les paramètres de la plaque et de l'excitation.

Paramètre	Valeur
e	variable
A_e	variable
E	210 GPa
ν	0.3
ρ	$7.8 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
σ_0	$0.1 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$
σ_1	$0.001 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
L_x	0.6 m
L_y	0.7 m
x_e	$L_x/2$
y_e	$L_y/2$
τ_e	2 ms

4.2.1.3 Plan d'expérience

Le plan d'expérience est un plan factoriel complet. Nous étudions l'influence de deux facteurs sur l'évaluation perceptive de la force d'impact et de la « souffrance » de l'objet résonant. Les deux facteurs (H , A) sont décrits ci-dessous (voir Table 4.6) :

- H (3 niveaux) correspond à l'épaisseur de la plaque.
- A (10 niveaux) correspond à l'amplitude de l'impact.

Nous choisissons l'épaisseur comme facteur pour faire varier la rigidité de la plaque car c'est le paramètre le plus influent (la raideur en flexion varie avec le cube de l'épaisseur).

Un total de 30 stimuli sont générés pour ce test d'écoute (3×10).

Égalisation en sonie. L'intensité sonore a une influence sur la perception de la force d'impact. Pour limiter l'influence des variations de sonie entre les stimuli sur les évaluations perceptives, nous procédons à une égalisation en sonie.

TABLE 4.6 – Niveaux des facteurs H et A .
Facteur H

Niveau	Valeur de l'épaisseur e
H_1	1 mm
H_2	2 mm
H_3	3 mm

Facteur A

Niveau	Valeur de A_e
A_1	100N
A_2	200N
A_3	300N
A_4	400N
A_5	500N
A_6	600N
A_7	700N
A_8	800N
A_9	900N
A_{10}	1000N

Il n'y a pas de modèle générique pour la sonie des sons complexes, il est nécessaire d'interroger la perception à l'aide de comparaisons par paire. La comparaison de toutes les paires avec une procédure adaptative nous aurait demandé trop de temps pour un pré-test (environ une minute de test par paire pour 435 paires soit plus de 7h de test). Nous avons utilisé une procédure simplifiée consistant à régler le volume sonore de chaque stimulus pour que sa sonie soit égale à la sonie du stimulus « médian » (H_2, A_5).

Nous avons été trois personnes du laboratoire à effectuer la comparaison des 29 paires pour égaliser en sonie les stimuli. Nous n'avons ensuite pas participé au test d'écoute en raison de notre connaissance des stimuli.

4.2.1.4 Participants

Quatorze participants (3 femmes, 11 hommes), âgés de 22 à 50 ans, ont pris part au test. Aucun d'entre eux n'avait de problème auditif.

4.2.1.5 Procédure

Les participants doivent évaluer la force de l'impact R_F et la souffrance de l'objet R_S pour chaque stimulus en déplaçant deux curseurs sans repère allant de « nulle » (à gauche) à « forte » (à droite). Les données recueillies pour les réponses R_F et R_S sont des entiers naturels compris entre 0 (curseur en butée à gauche) et 100 (curseur en butée à droite).

Les 30 stimuli ont été présentés dans un ordre aléatoire à l'aide d'un casque

audio (Sennheiser HD650) dans un environnement calme.

4.2.1.6 Résultats

Nous effectuons des ANOVA à mesures répétées sur les réponses R_F et R_S en fonction des facteurs H et A . Les résultats sont présentés Fig. 4.3&4.4.

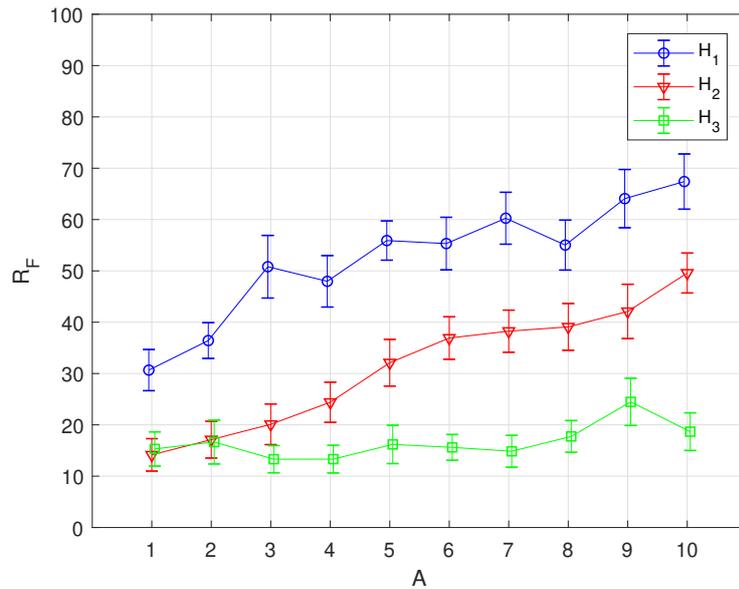


FIGURE 4.3 – Effets combinés des facteurs A et H sur la réponse pour la force d'impact perçue R_F ($F(18, 224) = 6.8101$, $p < 0.00001$). Les barres verticales représentent l'erreur standard.

Nous observons une corrélation directe entre la perception de la force d'impact et de la « souffrance » de l'objet. Leurs évaluations sont quasi identiques, en moyenne, pour tous les stimuli, même si la force d'impact perçue est généralement légèrement supérieure. Ce résultat est confirmé par les retours oraux des participants dont la plupart disaient qu'ils avaient répondu la même chose pour l'évaluation de la force et de la souffrance pour la plupart des sons. D'autre part, la tendance de l'évolution de chaque courbe prise séparément est proche d'une évolution linéaire.

Une observation plus fine des courbes, notamment concernant les évolutions en fonction de l'épaisseur, révèle que le seul indice perceptif utilisé par les participants pour l'évaluation des deux grandeurs R_F et R_S est l'apparition des phénomènes non-linéaires. En effet, les réponses pour la plaque la plus épaisse (H_3) sont relativement constantes et faibles et les sons correspondant présentent peu de morphologies sonores correspondant aux non-linéarités géométriques. Les courbes correspondant aux plaques moins épaisses (H_1 et H_2) montrent une évolution de la force perçue avec le niveau d'amplitude qui coïncide avec l'augmentation de l'intensité des phénomènes non-linéaires. Nous pouvons également observer que les phénomènes

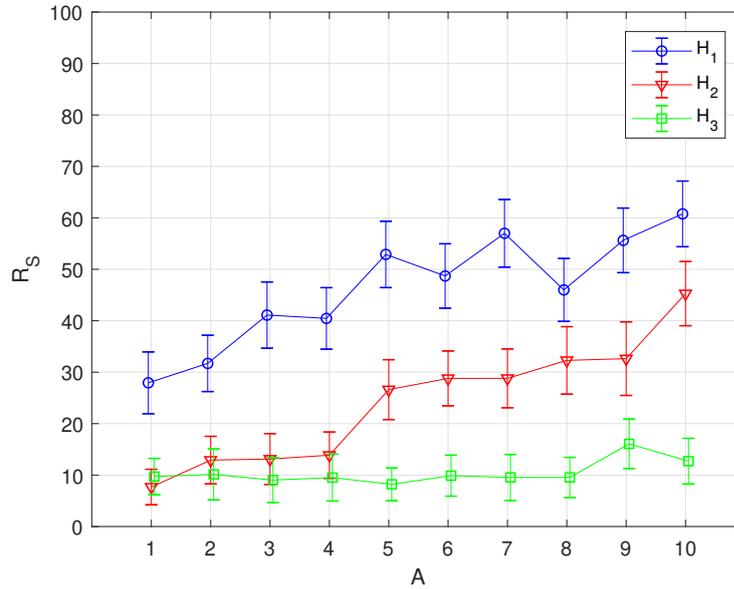


FIGURE 4.4 – Effets combinés des facteurs A et H sur la réponse pour la souffrance de l’objet perçue R_S ($F(18, 224) = 5.0622$, $p < 0.00001$). Les barres verticales représentent l’erreur standard.

non-linéaires ne sont pas audibles pour le premier niveau d’amplitude de la plaque moyenne (H_2, A_1) et que le niveau de force et de « souffrance » perçue n’est pas significativement différent entre ce cas et le premier niveau d’amplitude de la plaque plus épaisse (H_3, A_1), tandis qu’il est significativement différent du premier niveau d’amplitude de la plaque plus fine (H_1, A_1) qui présente des phénomènes non-linéaires audibles.

Par ailleurs, la partie de l’échelle supérieure à 70 n’a pas été utilisée par la plupart des participants. Plusieurs ont déclaré qu’ils s’attendaient à ce que des impacts de plus grande amplitude soient présentés qui pourraient endommager ou casser la plaque. Ces attentes sont probablement la conséquence de l’utilisation du terme « souffrance » qui réfèrent à des dommages subits par l’objet.

4.2.1.7 Discussion

La corrélation entre la perception de la « souffrance » de l’objet résonant et l’apparition des morphologies sonores correspondant aux phénomènes non-linéaires est cohérente avec le phénomène physique et correspond à nos attentes. Nous pouvons en conclure que nous estimons la capacité d’un objet à résister à l’excitation à laquelle il est soumis à partir des non-linéarités géométriques, qui représentent un indice acoustique correspondant à de grandes amplitudes de vibration.

En revanche, la corrélation entre l’évaluation de la force d’impact et de la « souffrance » de l’objet nous montre que nous ne sommes pas capables d’évaluer correc-

tement la force d'impact en l'absence d'autre indice perceptif que les morphologies sonores relatives aux non-linéarités géométriques et à la distribution fréquentielle des modes (impact non-linéaire, variation de la sonie). Autrement dit, nous ne sommes pas capables d'estimer la rigidité ou la solidité de ces plaques à partir de leurs fréquences modales.

Ce résultat est cohérent avec plusieurs études concluant que nous ne sommes pas très performants pour reconnaître les caractéristiques structurales d'objets à partir de sons d'impact, en particulier lors d'une écoute hors des conditions écologiques [Tucker et Brown, 2002]. En revanche, d'autres études montrent que nous sommes capables de discriminer des grandes familles d'objets et de matériaux [Rakovec *et al.*, 2013].

Dans le cadre de la reproduction de ce genre de phénomène avec la synthèse par modèle de signal, ce résultat nous conduit à lier directement l'apparition des morphologies sonores à l'amplitude d'excitation dans le cas des plaques minces. Une évaluation/calibration perceptive de la synthèse de sons de plaque pour des grandes amplitudes de vibration avec le modèle de signal est présentée dans la prochaine section.

4.2.2 Calibration et validation du modèle de signal pour la synthèse de sons rayonnés par des plaques minces.

Nous proposons une méthode pour reproduire le déferlement caractéristique observé dans le cas des plaques minces pour des grandes amplitudes de vibration avec le modèle de signal (voir Sec.3.3). Cette méthode se base sur des transferts d'énergie entre composantes tonales, des variations fréquentielles et l'apparition de signal bruité au voisinage des composantes se transférant de l'énergie. Nous cherchons dans cette section à évaluer la pertinence de notre modèle pour évoquer des plaques métalliques impactées à des intensités variables. Nous cherchons également à calibrer le contrôle de notre modèle.

Un test d'écoute est conçu à partir de stimuli de référence extraits du corpus et des stimuli générés avec le modèle de signal.

4.2.2.1 Hypothèse

L'hypothèse principale testée suppose que le modèle de signal retranscrit correctement le son rayonné par des impacts induisant de grandes amplitudes de vibration dans des plaques minces. Cette hypothèse suggère que la perception de la force d'impact est corrélée à l'apparition de phénomènes non-linéaires (voir test précédent Sec.4.2.1), et que la modélisation de ces phénomènes permet de retranscrire les caractéristiques importantes du signal pour la reconnaissance du phénomène.

Nous cherchons également à tester l'importance relative des différents éléments caractéristiques du signal identifié pour ce type de phénomènes :

- les transferts d'énergie entre les modes,
- l'apparition de signal bruité,
- les variations fréquentielles des modes.

4.2.2.2 Stimuli

Nous réutilisons 10 stimuli du test précédent générés par la résolution numérique du système de Von Karman pour une épaisseur de plaque $e = 2mm$. Ces stimuli servent de référence pour ce test d'écoute.

Les autres stimuli sont générés par le modèle de signal pour des paramètres modaux correspondant aux stimuli de référence. Le modèle de synthèse est présenté dans la section 3.3.1.

Identification des paramètres modaux. Les paramètres modaux sont identifiés sur le spectrogramme d'un son du corpus correspondant au modèle de plaque utilisé pour les stimuli de référence dans un cas sans phénomène non-linéaire audible ($\max(|u(x, y, t)|) \ll h$). Dans ce cas, le signal peut être modélisé comme une somme de composantes sinusoïdales amorties :

$$s(n) = \sum_{i=1}^N \underbrace{A_{0(i)} e^{-\alpha_i n / f_s}}_{A_i(n)} \sin(2\pi f_i n / f_s) \quad (4.8)$$

Nous identifions les fréquences modales f_i , les amortissements modaux α_i , et les valeurs d'amplitudes initiales $A_{0(i)}$. Les valeurs d'amplitudes initiales sont normalisées :

$$\tilde{A}_{0(i)} = \frac{A_{0(i)}}{\underbrace{\max}_{i=1, \dots, N} (A_{0(i)})} \quad (4.9)$$

D'autres composantes tonales sont identifiées sur le spectrogramme du son de référence de plus grande amplitude ($e = 2mm$, $A_e = 1000N$). Ces composantes, dont l'apparition est retardée et soutenue, correspondent à la manifestation des non-linéarités géométriques dans le signal (déferlement vers les hautes fréquences). Les amortissements modaux correspondants sont interpolés à partir des amortissements modaux mesurés dans le cas linéaire et leur amplitude initiale est fixé à 0.

Nous introduisons le paramètre de contrôle correspondant à l'amplitude d'excitation A_e^* . La puissance initiale associée à chaque mode est définie de la manière suivante :

$$P_i(0) = \frac{(A_e^* \tilde{A}_{0(i)})^2}{2} \quad (4.10)$$

Modèle de redistribution. La redistribution d'énergie est réalisée par des transferts proportionnels avec seuil. Nous fixons la valeur des seuils de la manière suivante :

$$p_i = \frac{\tilde{A}_{0(i)}^2}{2} + \frac{1}{2000} \quad (4.11)$$

Ces valeurs de seuil permettent de limiter les transferts d'énergie au cas où l'amplitude des modes dépassent la valeur observée dans le cas linéaire $\tilde{A}_{0(i)}$. D'autre part, nous ajoutons une valeur constante relativement faible égale à $1/2000$ pour que l'ensemble des seuils soient différents de 0.

La loi de redistribution entre les modes est définie de la manière suivante (voir Fig.3.26) :

$$a_{ij} = \begin{cases} \left[1 - \frac{f_j - f_i}{\Delta f} \right]_+ & f_i \leq f_j \\ \left[1 - \frac{f_i - f_j}{\Delta f} \right]_+ & f_i > f_j \end{cases}$$

avec $\Delta f = 600$ Hz.

Apparition de signal bruité La proportion de signal bruité $Q(n)$ est liée à la puissance redistribuée sur l'ensemble des modes par l'expression suivante (voir Eq.(3.63)) :

$$Q(n) = \Gamma(n) \beta_b \left(\sum_{i=1}^N [P_i(n) - p_i]_+ \right)^{\gamma_b} \quad (4.12)$$

L'exposant γ_b permet de contrôler la dynamique de l'évolution de la quantité de bruit au cours du temps et est fixé à $\gamma_b = 0.5$.

Pour fixer la valeur du paramètre β_b , nous posons la proportion de signal bruité à 1 pour une quantité de puissance redistribuée correspondant à la puissance pour une amplitude d'excitation $A_e^* = 2$ au premier pas de temps. Le coefficient β_b devient :

$$\beta_b \left(\sum_{i=1}^N \left[\frac{(2\tilde{A}_{0(i)})^2}{2} - \frac{\tilde{A}_{0(i)}^2}{2} - \frac{1}{2000} \right] \right)^{\frac{1}{2}} = 1 \quad (4.13a)$$

$$\iff \beta_b = \frac{1}{\left(\sum_{i=1}^N \left[\frac{3\tilde{A}_{0(i)}^2}{2} - \frac{1}{2000} \right] \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.13b)$$

D'autre part, nous choisissons de préserver l'attaque en limitant la quantité de bruit au tout début du signal en raison de l'importance du *clac* pour la perception de l'intensité de l'impact. Ainsi, $Q(n)$ est proportionnel à un paramètre $\Gamma(n)$ défini de la manière suivante :

$$\Gamma(n) = 1 - 10^{-10n/f_s} \quad (4.14)$$

Variation fréquentielle des modes On définit la pulsation variable de chaque composante tonale comme suit :

$$\omega_i(n) = 2\pi (f_i + \beta_f [P_i(n) - p_i]^{\gamma_f}) \quad (4.15)$$

La variation de la fréquence du mode i est indexée à la quantité de puissance excédant le seuil. L'exposant γ_f contrôle la dynamique de l'évolution de la fréquence des modes en fonction de leur puissance et est fixé à 0.5. On pose une variation fréquentielle maximale de $40Hz$ pour $A_e^* = 2$. Le coefficient β_f devient :

$$\beta_f \left[\frac{2^2}{2} - \left(1 + \frac{1}{2000}\right) \right]^{\frac{1}{2}} = 40 \Leftrightarrow \beta_f = \frac{40}{\sqrt{0.9995}} \quad (4.16)$$

Les paramètres de synthèse et leurs valeurs sont regroupés dans les Tables 4.7&4.8.

TABLE 4.7 – Paramètres pour le contrôle des morphologies sonores liées aux non-linéarités géométriques dans le modèle de signal.

Paramètre	Description	Valeur
A_e^*	Amplitude d'excitation	variable
Δf	différence maximale de fréquence pour le calcul de a_{ij}	$600Hz$
β_f	coefficient pour le calcul des variations fréquentielles	40.01
γ_f	exposant pour le calcul des variations fréquentielles	1/2
β_b	coefficient pour le calcul de la proportion de bruit	0.5020
γ_b	exposant pour le calcul de la proportion de bruit	1/2
α_b	amortissement pour la synthèse du bruit filtré (3.61)	15
λ	proportion de puissance redistribuée	0.001
η	« rendement » de la redistribution	0.92

4.2.2.3 Plan d'expérience

Le plan d'expérience mis en place est un plan factoriel complet. On étudie l'influence de trois facteurs sur la force d'impact perçue. On note ζ_j le j ème niveau du facteur ζ . Les trois facteurs (N , F , A) sont décrits ci-dessous :

- N (2 niveaux) correspond à l'apparition de bruit filtré dans le signal.
- F (2 niveaux) correspond à la variation fréquentielle des modes.

• A (10 niveaux) définit la valeur du paramètre d'excitation A_e^* . Ce paramètre contrôle la quantité de puissance transférée entre les modes. Les valeurs pour les niveaux ont été choisies pour approcher un continuum perceptivement linéaire entre le cas sans redistribution ($A_e^* = 1$) et le niveau d'excitation maximum

TABLE 4.8 – Valeurs des paramètres modaux pour la synthèse de stimuli correspondant à des plaques pour des grandes amplitudes de vibration avec le modèle de signal.

Paramètres modaux

i	f_i (Hz)	α_i (s ⁻¹)	$\tilde{A}_{0(i)}$	i	f_i (Hz)	α_i (s ⁻¹)	$\tilde{A}_{0(i)}$
1	43.69	0.311	0.9108	31	857.4	1.663	0.0010
2	91.25	0.311	1	32	864.7	1.677	0.0010
3	132.8	0.313	0.7355	33	878.1	1.697	0.0008
4	173.1	0.380	0.1772	34	899.2	1.730	0.0042
5	200.2	0.450	0	35	925.1	1.820	0.0010
6	244.6	0.564	0.3096	36	982.6	1.893	0.0010
7	262.2	0.544	0.1954	37	1012	1.986	0.0009
8	292.9	0.613	0.2761	38	1050	2.015	0.0006
9	319.6	0.655	0.0032	39	1078	2.089	0.0006
10	367.0	0.731	0.0021	40	1102	2.153	0.0006
11	404.1	0.815	0.1115	41	1111	2.175	0.0006
12	431.6	0.850	0.0793	42	1137	2.239	0.0009
13	453.1	0.913	0.0012	43	1185	2.390	0.0009
14	478.0	0.990	0.0336	44	1206	2.312	0.0013
15	491.6	0.976	0.1674	45	1244	1.856	0.0008
16	520.4	1.060	0.0326	46	1266	2.019	0.0005
17	533.9	1.041	0.0104	47	1275	2.085	0.0005
18	556.4	1.098	0.0019	48	1340	2.581	0
19	586.3	0.868	0.0010	49	1400	2.712	0
20	603.8	0.990	0.0010	50	1541	2.926	0
21	611.9	1.051	0.0010	51	1580	3.031	0
22	640.8	1.265	0.0006	52	1600	3.124	0
23	659.6	1.254	0.0612	53	1710	3.399	0
24	694.2	1.354	0.0010	54	1749	3.170	0
25	702.3	1.379	0.0011	55	1879	3.642	0
26	728.3	1.454	0.0142	56	1900	3.673	0
27	775.7	1.558	0.0059	57	2001	3.066	0
28	805.1	1.603	0.0038	58	2250	4.147	0
29	818.6	1.603	0.0154	59	2330	3.443	0
30	843.4	1.643	0.0008	60	2419	4.807	0

($A_e^* = 2$).

Les niveaux des facteurs sont détaillés dans la Table 4.9.

TABLE 4.9 – Description des facteurs N , F et A .

Facteur N	
Niveau	Description
N_1	Pas de signal bruité : $Q(n) = 0$
N_2	Apparition de signal bruité Eq.(4.12)
Facteur F	
Niveau	Description
F_1	Pas de variations fréquentielles des modes $\omega_i(n) = 2\pi f_i$
F_2	Variations fréquentielles des modes Eq.(4.15)
Facteur A	
Niveau	Valeur de A_e^*
A_1	$1 + 1.6^{-9}$
A_2	$1 + 1.6^{-8}$
A_3	$1 + 1.6^{-7}$
A_4	$1 + 1.6^{-6}$
A_5	$1 + 1.6^{-5}$
A_6	$1 + 1.6^{-4}$
A_7	$1 + 1.6^{-3}$
A_8	$1 + 1.6^{-2}$
A_9	$1 + 1.6^{-1}$
A_{10}	$1 + 1.6^0 = 2$

10 sons de référence extraits du corpus sont ajoutés aux stimuli du test ($e = 2mm$, $A_e = \{100, 200, \dots, 1000\}N$). Un total de 50 stimuli ($2 \times 2 \times 10 + 10$) ont été générés pour ce test d'écoute.

4.2.2.4 Participants

21 participants (quatre femmes) ont pris part à l'expérience. 10 d'entre eux étaient musiciens ou travaillaient dans un domaine lié à l'audio (comme chercheur ou technicien). Leur âge était compris entre 19 et 68 ans pour une moyenne de 33 ans.

4.2.2.5 Procédure

Après une courte phase d'entraînement dans laquelle les participants écoutaient deux stimuli de référence (pour $A_e = 100N$ et $A_e = 1000N$), les participants devaient évaluer la force de l'impact (R) en déplaçant un curseur allant de « faible » à « fort »

pour les 50 stimuli présentés dans un ordre aléatoire. Les données recueillies pour les réponses sont des entiers naturels allant de 0 pour « faible » à 100 pour « fort ».

Le test a duré entre 8 et 49 minutes par participant (15 minutes en moyenne).

4.2.2.6 Résultats

On note :

- R_{ijl} le résultat de l'évaluation moyenné sur tous les participants pour N_i , F_j et A_l ,
- R_{Rl} le résultat de l'évaluation moyenné sur tous les participants pour les stimuli de référence ($A_e = l * 100N$).

En première analyse, nous avons étudié la corrélation entre les niveaux du facteur A et les réponses pour chacune des 5 séries de 10 stimuli incluant les stimuli de référence (R_{11l} , R_{12l} , R_{21l} , R_{22l} , R_{Rl} , pour $l = 1, \dots, 10$). Nous avons calculé le coefficient de corrélation de Pearson (PCC) entre l'évaluation de la force d'impact et le niveau de l'amplitude d'excitation pour chaque série (voir Table 4.10). Nous observons une corrélation linéaire importante pour toutes les séries. En particulier, la série correspondant au modèle complet (avec variation fréquentielle et apparition du signal bruité) présente la meilleure corrélation linéaire. À l'inverse, le PCC est le plus faible dans le cas des stimuli de référence (synthèse par modèle physique). Ces résultats confirment que l'évolution de l'amplitude d'excitation pour les niveaux du facteur A génère une évolution linéaire de la force d'impact perçue. De plus, comme nous pouvons le voir sur la Fig.4.5, les réponses correspondant aux stimuli générés par le modèle de signal sont cohérentes et couvrent un intervalle de force perçue plus important que pour les stimuli de référence.

Ces résultats nous permettent de conclure que le modèle de signal retranscrit correctement le phénomène (avec ou sans le bruit et les variations fréquentielles) sur des plages de variation plus importantes que celles atteintes par le modèle physique.

TABLE 4.10 – Coefficient de corrélation linéaire de Pearson (PCC) entre l'évaluation de la force d'impact moyennée R_{ijl} et le niveau l du facteur A_l pour les différentes séries de données.

Série de données	PCC	p-value
$R_{22l} A_l$	0.9939	$6.1 \cdot 10^{-9}$
$R_{21l} A_l$	0.9820	$4.5 \cdot 10^{-7}$
$R_{12l} A_l$	0.9817	$4.7 \cdot 10^{-7}$
$R_{11l} A_l$	0.9483	$2.9 \cdot 10^{-5}$
$R_{Rl} A_e$	0.8497	0.0019

Nous cherchons ensuite à déterminer l'influence des facteurs correspondant à l'apparition de signal bruité et à la variation fréquentielle des modes sur les réponses. Nous avons effectué une ANOVA à mesures répétées sur les réponses en fonction

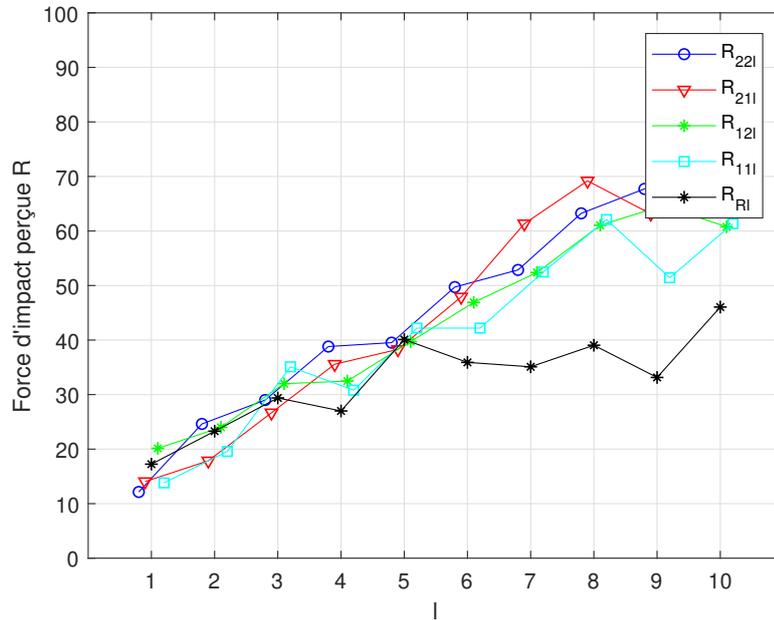


FIGURE 4.5 – Représentation graphique des séries de données R_{22l} , R_{21l} , R_{12l} , R_{11l} , R_{Rl} en fonction du niveau l du facteur A_l .

des facteurs N , F et A . Nous gardons A en facteur pour l'analyse car nous voulons être capables d'observer si les facteurs N et F interagissent avec A , ce qui devrait être le cas car l'apparition de signal bruité et la variation fréquentielle des modes est proportionnelle à la puissance redistribuée qui est fortement liée à l'amplitude d'excitation.

Une vue d'ensemble des effets des facteurs est proposée Table 4.11.

TABLE 4.11 – Effets des facteurs N , F et A .

Facteur	SS	DDL	MS	F	p-value
N	1619	1	1619	5.72	0.027
F	446	1	446	2.21	0.152
A	254000	9	28300	77.05	< 0.001
$N \times F$	153	1	153	0.87	0.361
$N \times A$	6360	9	707	3.08	0.002
$F \times A$	3002	9	334	1.94	0.049
$N \times F \times A$	1453	9	161	0.98	0.455

Nous observons que la variation fréquentielle des modes (facteur F) n'a pas d'effet significatif sur les réponses. La richesse spectrale des stimuli et le fait que toutes les composantes spectrales ont une amplitude similaire rendent difficile de

discerner les variations fréquentielles des modes. Nous observons un effet significatif de l'interaction $F \times A$ mais cet effet est difficile à comprendre car les différences significatives se situent sur les niveaux correspondant à de faibles amplitudes d'excitation où les variations fréquentielles des modes sont inaudibles.

À l'inverse, l'apparition de signal bruité a un effet significatif sur la force d'impact perçue (voir Fig.4.6). Cet effet n'est audible que pour les fortes amplitudes d'excitation, ce qui rend l'effet de l'interaction $N \times A$ plus significative que l'effet du facteur N . Nous observons que la différence n'est significative que pour le niveau d'amplitude maximum A_{10} (voir Fig.4.7).

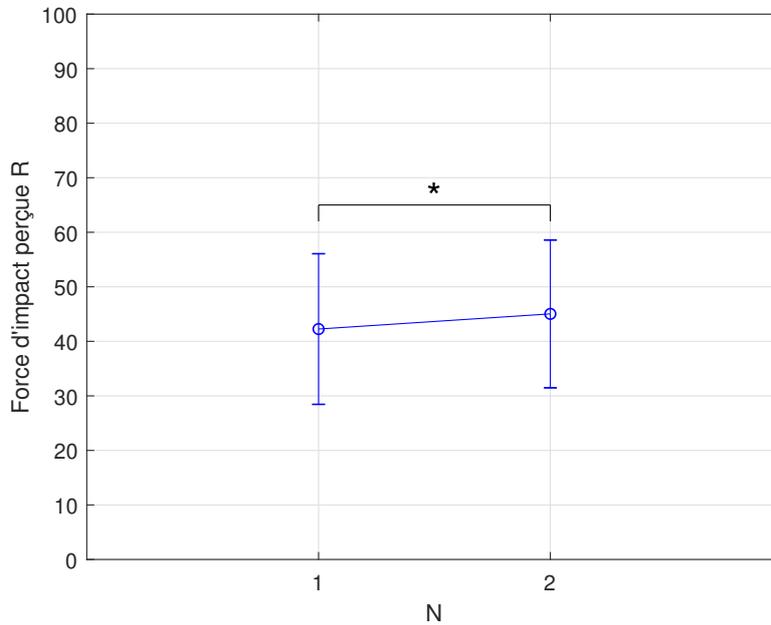


FIGURE 4.6 – Effet du facteur N sur la réponse R ($F(1, 20) = .7237$, $p = 0.02667$). Les barres verticales représentent l'erreur standard. $*$ = $p < 0.05$.

4.2.2.7 Discussion

Le contrôle de l'apparition du déferlement par l'amplitude d'excitation dans le cadre de l'expérience est concluant : l'évocation du phénomène est cohérente et la force perçue évolue linéairement avec le niveau du facteur d'amplitude. Nous rappelons ici que la valeur de l'amplitude d'excitation évolue avec la loi de puissance suivante $A_e^* = 1 + 1.6^{10-l}$ (avec l le niveau du facteur A) et que les stimuli sont normalisés (la valeur maximum de chaque son est fixée à 0.99).

Dans le cadre du contrôle du modèle de signal, nous souhaitons que l'intensité sonore évolue également avec l'amplitude d'excitation et nous souhaitons un mapping linéaire entre la vitesse du geste de l'utilisateur et l'amplitude d'excitation A_e

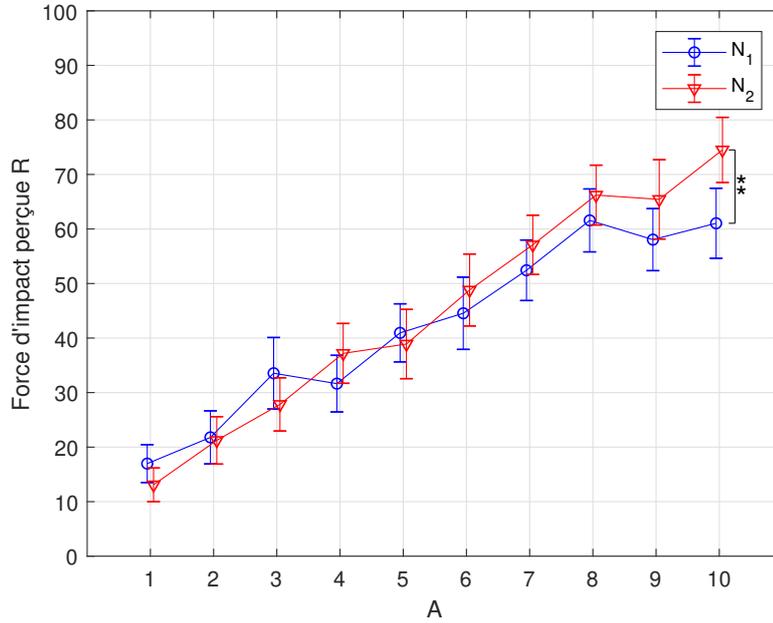


FIGURE 4.7 – Effets combinés des facteurs N et A sur la réponse R ($F(9, 180) = 3.0782$, $p = 0.00185$). Les barres verticales représentent l’erreur standard. Test Post Hoc DSH de Tukey : ** = $p < 0.01$.

(qui détermine l’amplitude initiale des modes). Nous avons donc des besoins différents lors du contrôle de l’amplitude d’excitation pour la variation de l’intensité sonore et pour les transferts d’énergie entre les modes.

Nous proposons deux solutions pour que le contrôle soit cohérent pour l’intensité sonore du signal et les transferts d’énergie :

- La première solution consiste à utiliser deux variables différentes pour l’amplitude d’excitation. Le paramètre A_e est proportionnel à la vélocité du geste de l’utilisateur et est compris entre 0 et 1. C’est ce paramètre qui est utilisé pour calculer la durée de l’impact (voir Sec.4.1.1) et qui multiplie l’ensemble du signal pour contrôler l’intensité sonore résultante. Le paramètre A_e^* est utilisé pour le calcul des puissances et est lié au paramètre A_e de la manière suivante :

$$\begin{cases} A_e^* = 1 & \text{si } A_e \leq q \\ A_e^* = 1 + 1.6^{10(A_e-1)/q} & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.17)$$

avec $0 \leq q \leq 1$ la valeur minimale de A_e pour laquelle les transferts d’énergie apparaissent.

Il est également nécessaire de compenser l’augmentation d’intensité sonore induite par l’augmentation de A_e^* dans le modèle de signal en divisant le signal résultant par A_e^* .

Cette solution fonctionne, mais elle demande d’introduire de nouveaux para-

mètres aux fonctions redondantes $(A_e, A_e^*; q, p_i)$ agissant sur différents niveaux du contrôle du modèle de signal, ce qui peut être source de confusion. Nous perdons ici l'intérêt d'avoir conçu un modèle de synthèse s'adaptant à la puissance des modes en agissant sur le gain du signal de façon non cohérente avec le cadre conceptuel.

- la deuxième solution consiste à modifier le modèle de redistribution pour qu'il prenne en compte cette évolution non-linéaire de la perception de la force d'impact en fonction de la puissance à redistribuer :

$$\mathbf{T}(n) = \underline{\mathbf{M}} \left[\underline{\mathbf{P}}(n) - \underline{\mathbf{p}} \right]_+^{\gamma_A} \quad (4.18)$$

avec $\gamma_A > 1$ contrôlant la dynamique de l'évolution des phénomènes non-linéaires.

Cette solution est plus satisfaisante d'un point de vue conceptuel. En revanche, elle est susceptible d'augmenter le temps de calcul et nécessite une calibration de la valeur de γ_A .

D'autre part, nous avons pu observer que l'apparition de signal bruité et les variations fréquentielles des modes n'avaient que peu d'influence sur la perception du phénomène. Leur contrôle est principalement esthétique et contribue tout de même à améliorer le réalisme des sons générés pour des évolutions cohérentes avec la réalité. L'apparition de signal bruité à son niveau maximum renforce tout de même l'effet d'augmentation de la force perçue et le contrôle de cette modalité peut également avoir cette fonction.

Si les variations fréquentielles n'ont pas d'effet significatif sur la perception de la force d'impact dans le cas d'une grande plaque mince, nous pouvons supposer que ce pourrait être le cas pour les cordes, membranes et certaines coques car les variations de tension dans les cordes et membranes entraînent un glissando et certaines coques présentent des variations fréquentielles spectaculaires (e.g. gong xiaoluo). De manière générale, les morphologies sonores liées aux grandes amplitudes de vibration sont très variables selon les caractéristiques structurelles de l'objet résonant. Nous explorons l'influence de l'interaction entre la forme de l'objet et ces morphologies sonores sur la perception des sons dans la prochaine section.

4.2.3 Non-linéarités géométriques et forme de l'objet

Le comportement d'un objet pour de grandes amplitudes de vibrations élastiques dépend fortement de sa forme. Les morphologies sonores en sont largement affectées :

- les modifications de tension induite par les déplacements transversaux de grandes amplitudes dans les cordes et membranes provoquent la variation fréquentielle des modes,

- le cas des plaques minces, traité dans les sections précédentes, présente un déferlement caractéristique dont l'intensité varie fortement avec l'épaisseur,
- les objets très souples non tendus (e.g. une feuille d'aluminium) présentent des comportements sonores complexes et peu résonants.

Notre objectif est de contrôler l'apparition des morphologies sonores liées aux grandes déformations pour que l'évocation de la forme de l'objet et de la force de l'impact restent cohérentes. Pour répondre à cet objectif, nous avons conçu une expérience pour étudier comment l'interaction entre les morphologies sonores relatives aux non-linéarités géométriques et les fréquences modales influence notre perception de la force d'impact. Dans cette expérience, nous cherchons également à évaluer l'effet de ces morphologies sonores sur notre perception de la forme d'un objet.

Nous concentrons notre étude sur quatre familles d'objets pour lesquelles nous avons des solutions analytiques pour déterminer les fréquences modales : les cordes, les barres, les membranes et les plaques.

4.2.3.1 Hypothèses

Nous avons pu voir dans les tests précédents que les morphologies sonores relatives aux non-linéarités géométriques dans les structures minces, en particulier le déferlement vers les hautes fréquences, avaient une influence significative sur la perception de la force d'impact. Nous faisons ici l'hypothèse que cette influence varie en fonction de la distribution fréquentielle des modes de l'objet résonant. En particulier, nous pensons que si la morphologie sonore n'est pas cohérente avec le comportement physique de la forme évoquée par les fréquences modales, son influence pourrait être réduite. Nous nous interrogeons ici sur l'effet du déferlement dans le cas d'une corde ou d'une membrane, sur l'effet du bruit avec ou sans déferlement pour les différentes formes, et sur l'effet de variations fréquentielles incohérente (création d'inharmonicité dans la corde par exemple). À l'inverse, nous pensons que l'effet est renforcé si la morphologie est cohérente avec le système physique correspondant.

D'autre part, les indices acoustiques principaux nous informant sur la forme de l'objet résident dans la distribution des fréquences modales (en tout cas pour un comportement linéaire du résonateur). C'est en se basant sur ce principe que Kac propose une étude intitulée « can one hear the shape of a drum » dès les années 60 dans laquelle il cherche à calculer les fréquences des modes propres de membranes de différentes formes [Kac, 1966]. Nous faisons l'hypothèse que les morphologies sonores précédemment décrites ont également un effet sur la perception de la forme de l'objet résonant car l'évolution du son pour de grandes amplitudes de vibrations informe sur les caractéristiques structurelles de l'objet résonant.

4.2.3.2 Stimuli

L'ensemble des stimuli sont générés par le modèle de signal en utilisant la même configuration que pour le test présenté en section précédente : transferts proportionnels avec seuils et coefficients de redistribution entre deux modes proportionnels à leur différence fréquentielle.

Fréquences modales. Pour le calcul des fréquences modales, nous nous appuyons sur des modèles physiques utilisés, entre autres, pour la synthèse sonore. Ces modèles sont détaillés et étudiés dans de nombreux ouvrages, articles et cours de vibrations [Bilbao, 2009] [Fletcher et Rossing, 2012]. Nous utilisons les expressions analytiques des fréquences modales et nous les exprimons en fonction du premier partiel que nous notons f_0 .

- Les vibrations transversales dans une corde peuvent être modélisées par l'équation d'onde unidimensionnelle suivante :

$$u_{tt} = c^2 u_{xx} \quad (4.19)$$

avec $u(x, t)$ le déplacement transversal de la corde et c la célérité de l'onde dans la corde dépendant de la tension de la densité et de la section de la corde.

Les fréquences modales pour des conditions aux limites simplement appuyée sur ses extrémités sont harmoniques :

$$f_i = \frac{c}{2L} \times i \quad \text{soit} \quad f_i = f_0 \times i \quad (4.20)$$

- Les vibrations de flexion dans les poutres (ou barres) sont solutions de l'équation aux dérivées partielles suivante :

$$u_{tt} = -\kappa^2 u_{xxxx} \quad (4.21)$$

avec $u(x, t)$ le déplacement transversal de la poutre et κ le paramètre de raideur dépendant du module d'Young, de l'inertie de section, de la densité et de la section de la poutre.

Les fréquences modales pour des conditions aux limites simplement appuyée sur ses extrémités sont les suivantes :

$$f_i = \frac{\kappa\pi}{2L^2} \times i^2 \quad \text{soit} \quad f_i = f_0 \times i^2 \quad (4.22)$$

- Le modèle pour les vibrations transversales dans les membranes est le suivant :

$$u_{tt} = c'^2 \Delta u \quad (4.23)$$

avec $u(x, y, t)$ le déplacement transversal de la membrane et c' le paramètre de célérité des ondes dépendant de la tension et de la masse surfacique de la membrane.

Soit les fréquences modales suivantes pour des conditions aux limites simplement appuyée sur tous ses côtés :

$$f_{lm} = c' \pi \sqrt{\frac{l^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_y^2}} \quad \text{soit} \quad f_{lm} = f_0 \sqrt{k^2 + \nu' l^2} \quad (4.24)$$

avec $\nu' = L_x^2/L_y^2$ fixé à 1.32 pour l'ensemble des stimuli (on évite les nombres entiers ν' car cela induit des fréquences modales identiques et on pose une valeur supérieure à 1 pour que f_0 soit bien la fréquence la plus basse).

- Le modèle pour les vibrations de flexion dans les plaques (Kirchoff-Love) est le suivant :

$$u_{tt} = \kappa'^2 \Delta^2 u \quad (4.25)$$

avec $u(x, y, t)$ le déplacement transversal de la plaque et κ' le paramètre de raideur dépendant du module d'Young, de l'épaisseur, de la densité et du coefficient de poisson.

Soit les fréquences modales suivantes pour des conditions aux limites simplement appuyée sur tous ses côtés :

$$f_{lm} = \frac{\kappa' \pi}{2} \left(\frac{l^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_y^2} \right) \quad \text{soit} \quad f_{lm} = f_0 (l^2 + \nu' m^2) \quad (4.26)$$

Pour les objets en 2D, les fréquences sont calculées en fonction des deux variables d'itération puis rangées en ordre croissant. Ainsi, on associe un indice i pour chaque couple (l, m) .

Amortissements modaux. Pour calculer les amortissements modaux, nous utilisons le modèle développé par Aramaki pour un contrôle perceptif du matériau [Aramaki *et al.*, 2011] (voir Sec.1.3.2.1) :

$$\alpha_i = e^{\alpha_G + 2\pi f_i \alpha_R} \quad (4.27)$$

Nous utilisons les valeurs correspondant au métal :

$$\alpha_G = 0.33220 \quad \text{et} \quad \alpha_R = 0.00004 \quad (4.28)$$

Amplitudes et puissances initiales. Les amplitudes initiales normalisées des différents modes sont déterminées par le modèle d'impact en cosinus surélevé (voir Sec.3.2.1) normalisé pour une durée $\tau_e = 2ms$:

$$\tilde{A}_{0(i)} = \zeta_i \left(\text{sinc}(f_i \tau_e) + \frac{1}{2} [\text{sinc}(f_i \tau_e - 1) + \text{sinc}(f_i \tau_e + 1)] \right) \quad (4.29)$$

Les coefficients ζ_i sont calculés avec les expressions suivantes :

- pour la corde et la barre ($x_e = 0.41 \times L$) :

$$\zeta_i = \left| \sin\left(\frac{i\pi}{L} x_e\right) \right| = \left| \sin(0.41 \times i\pi) \right| \quad (4.30)$$

- pour la membrane et la plaque ($x_e = 0.41 \times L_x$ et $y_e = 0.41 \times L_y$) :

$$\zeta_i = \left| \sin\left(\frac{l\pi}{L_x} x_e\right) \sin\left(\frac{m\pi}{L_y} y_e\right) \right| = \left| \sin(0.41 \times l\pi) \sin(0.41 \times m\pi) \right| \quad (4.31)$$

avec le couple (l, m) correspondant à l'indice i après avoir trié les modes par ordre croissant de leur fréquence.

La position est choisie pour qu'un maximum de modes soient excités. On évite de se placer sur les noeuds de vibration.

Les seuils pour le modèle de redistribution sont calculés à partir des valeurs d'amplitude correspondant à l'impact normalisé de manière identique aux stimuli du test précédent :

$$p_i = \frac{\tilde{A}_{0(i)}^2}{2} + \frac{1}{2000} \quad (4.32)$$

Ces valeurs sont multipliées par une constante égale à 2 correspondant à l'amplitude d'excitation maximale dans le plan d'expérience précédent pour le calcul de la puissance initiale des modes :

$$P_i(0) = \frac{(2\tilde{A}_{0(i)})^2}{2} \quad (4.33)$$

Apparition de signal bruité. La proportion de signal bruité $Q(n)$ est calculée de façon similaire au cas précédent. Elle prend des expressions différentes en fonction du niveau du facteur correspondant (voir le plan d'expérience dans la sous-section suivante) :

$$Q_1(n) = 0 \quad (4.34a)$$

$$Q_2(n) = \Gamma(n) \beta_b \left(\sum_{i=1}^N [P_i(n) - p_i]_+ \right)^{\gamma_b} \quad (4.34b)$$

$$Q_3(n) = \beta_b \left(\sum_{i=1}^N [P_i(n) - p_i]_+ \right)^{\gamma_b} \quad (4.34c)$$

La valeur de β_b , calculée avec l'expression Eq.(4.13b), est différente pour chaque distribution fréquentielle car elle dépend des amplitudes initiales normalisées $\tilde{A}_{0(i)}$.

Variation fréquentielle des modes. La variation fréquentielle est calculée de façon identique au cas précédent quelque soit la distribution de fréquences modales. Chaque fréquence modale varie indépendamment des autres en fonction de sa puissance modale associée :

$$\omega_i(n) = 2\pi (f_i + \beta_f [P_i(n) - p_i]^{\gamma_f}) \quad (4.35)$$

Les valeurs des paramètres de synthèse sont présentées dans la Table 4.12.

TABLE 4.12 – Valeurs des paramètres de contrôle du modèle de signal pour la synthèse des stimuli.

Paramètre	Valeur
f_0	variable
ν'	1.32
α_G	0.33220
α_R	0.00004
τ_e	2ms
A_e	2
β_f	variable
Δf	1200Hz
γ_f	1/2
β_b	$1 / \left(\sum_{i=1}^N \left[3\tilde{A}_{0(i)}^2 / 2 - 1/2000 \right] \right)^{\gamma_b}$
γ_b	1/2
α_b	15
λ	variable
η	1

4.2.3.3 Plan d'expérience

Le plan d'expérience est un plan factoriel complet. Nous étudions l'influence de cinq facteurs sur l'évaluation perceptive de la force d'impact et de la forme de l'objet résonant. Les cinq facteurs (N, D, F, S, L) sont décrits ci-dessous (voir Table 4.13) :

- N (3 niveaux) correspond au paramétrage de l'apparition du signal bruité. Nous proposons un niveau sans signal bruité ($Q(n) = Q_1(n)$), un niveau où le signal bruité apparaît de façon retardée pour préserver l'impact (comme pour le test précédent, $Q(n) = Q_2(n)$), et un niveau où le signal bruité apparaît dès le début du signal ($Q(n) = Q_3(n)$).
- D (2 niveaux) correspond à la redistribution entre les modes (avec/sans).
- F (2 niveaux) correspond à la variation fréquentielle des modes (avec/sans).
- S (4 niveaux) correspond au modèle utilisé pour le calcul des fréquences modales.
- L (2 niveaux) correspond au premier partiel du signal f_0 .

4.2.3.4 Participants

14 participants (cinq femmes) ont pris part à l'expérience. Treize d'entre eux sont musiciens ou travaillent dans un domaine lié à l'audio (comme chercheur ou technicien). Leur âge est compris entre 21 et 53 ans pour une moyenne de 29 ans.

TABLE 4.13 – Niveaux des facteurs N , D , F , S , et L .

Facteur N	
Niveau	Description
N_1	$Q(n) = Q_1(n)$ Eq.(4.34a)
N_2	$Q(n) = Q_2(n)$ Eq.(4.34b)
N_3	$Q(n) = Q_3(n)$ Eq.(4.34c)
Facteur D	
Niveau	Description
D_1	pas de redistribution : $\lambda = 0$
D_2	redistribution : $\lambda = 0.002$
Facteur F	
Niveau	Description
F_1	pas de variation fréquentielle : $\beta_f = 0$
F_2	variations fréquentielles : $\beta_f = f_0/3$
Facteur S	
Niveau	Calcul des fréquences modales
S_1	Corde : Eq.(4.20)
S_2	Membrane : Eq.(4.24)
S_3	Barre : Eq.(4.22)
S_4	Plaque : Eq.(4.26)
Facteur L	
Niveau	valeur de f_0
L_1	$f_0 = 60$
L_2	$f_0 = 180$

4.2.3.5 Procédure

Après une courte phase d'entraînement dans laquelle les participants écoutent quatre stimuli ($N_1D_1F_1S_3L_1$, $N_1D_2F_1S_2L_1$, $N_1D_2F_2S_1L_1$, $N_3D_2F_1S_2L_1$), les participants doivent répondre à deux parties présentées dans un ordre aléatoire.

Dans une des deux parties, les participants doivent évaluer la force de l'impact (R_F) en déplaçant un curseur allant de « faible » à « fort » pour les 96 stimuli présentés dans un ordre aléatoire. Les données recueillies pour les réponses sont des entiers naturels allant de 0 pour « faible » à 100 pour « fort ».

Dans l'autre partie, les participants doivent choisir une catégorie parmi « corde »/« barre »/« membrane »/« plaque »/« autre » pour les 96 stimuli présentés dans un ordre aléatoire.

Le test a duré entre 12 et 27 minutes par participant (19 minutes en moyenne).

4.2.3.6 Résultats

Évaluation de la force d'impact. Nous avons effectué une ANOVA à mesures répétées sur les réponses de l'évaluation de la force d'impact R_F en fonction des facteurs N , D , F , S et L . Un résumé des effets des différents facteurs est proposé Table 4.14.

L'effet du facteur S est significatif : la force perçue augmente avec le nombre de fréquences modales. Seule la différence entre la barre S_3 , qui présente la densité spectrale la plus faible, et la membrane S_2 , qui possède la densité spectrale la plus importante, est significative (voir Fig.4.8). Pourtant, la sonie a tendance à baisser lorsque le nombre de modes augmente car le pic au moment de l'impact est plus important dans ce cas et l'ensemble du signal est atténué lors de la normalisation. Ainsi, l'augmentation de la force d'impact perçue pour la membrane S_2 ne peut pas être expliquée par une augmentation de sonie à priori.

D'autre part, comme observé dans le test précédent pour le cas de la plaque, la redistribution D a un effet significatif sur la perception de la force d'impact ($p < 0.00001$, voir Fig.4.9). Cet effet est significatif quelque soit le niveau du facteur S . Cependant, nous observons que l'influence de la redistribution est significativement plus importante pour les niveaux S_2 et S_4 (membrane et plaque) que pour les niveaux S_1 et S_3 (corde et barre), ce qui induit un effet significatif de l'interaction $D \times S$. En effet, seule la différence entre S_2 et S_3 est significative pour D_1 (*), tandis que les différences entre S_1 et S_2 (**), S_2 et S_3 (***), S_3 et S_4 (***) sont significatives pour D_2 (voir Fig.4.10).

Les variations fréquentielles telles qu'elles sont implémentées dans le modèle de signal (facteur F) n'influencent pas la force d'impact, et ce quelque soit la forme S . Cependant, l'interaction entre ce facteur et la redistribution est significative :

TABLE 4.14 – Effets des facteurs N , D , F , S et L jusqu'aux interactions d'ordre 3.

Effet	SS	DDL	MS	F	p-value
N	4548	2	2274	1	0.382
D	129000	1	129000	86.95	< 0.001
F	22	1	22	0.05	0.831
S	30600	3	10200	4.26	0.011
L	2300	1	2300	0.85	0.374
$N \times D$	141	2	71	0.20	0.818
$N \times F$	406	2	203	0.73	0.492
$D \times F$	2703	1	2703	7.45	0.017
$N \times S$	19800	6	3306	12.75	< 0.001
$D \times S$	6079	3	2026	3.62	0.021
$F \times S$	571	3	190	0.56	0.643
$N \times L$	3034	2	1517	5.99	0.007
$D \times L$	167	1	167	0.81	0.385
$F \times L$	96	1	96	0.80	0.387
$S \times L$	6639	3	2213	5.96	0.002
$N \times D \times F$	40	2	20	11	0.894
$N \times D \times S$	4400	6	733	4.46	0.001
$N \times F \times S$	2318	6	386	2.06	0.068
$D \times F \times S$	815	3	272	1.78	0.166
$N \times D \times L$	396	2	198	1.16	0.329
$N \times F \times L$	258	2	129	0.49	0.617
$D \times F \times L$	471	1	471	0.93	0.353
$N \times S \times L$	3244	6	541	2.91	0.013
$D \times S \times L$	3729	3	1243	5.31	0.004
$F \times S \times L$	4046	3	1349	8.55	< 0.001

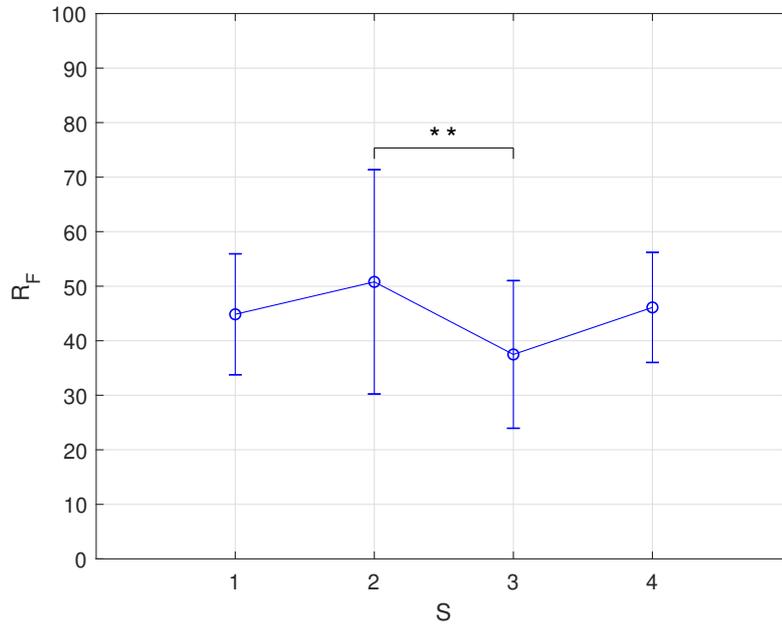


FIGURE 4.8 – Effet du facteur S sur la réponse R_F ($F(3, 39) = 4.2628, p = 0.01070$). Les barres verticales représentent l'erreur standard. Test Post Hoc DSH de Tukey : ** = $p < 0.01$.

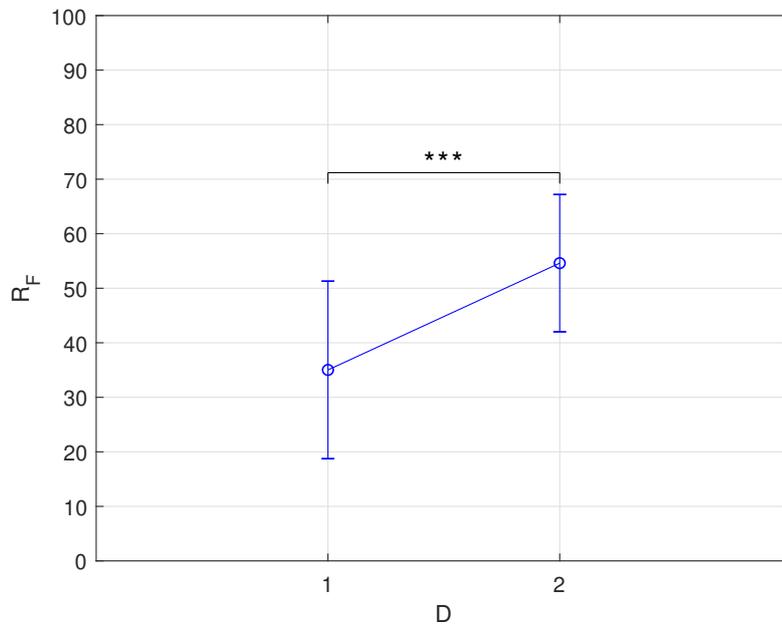


FIGURE 4.9 – Effet du facteur D sur la réponse R_F ($F(1, 13) = 86.947, p < 0.0001$). Les barres verticales représentent l'erreur standard. *** = $p < 0.001$.

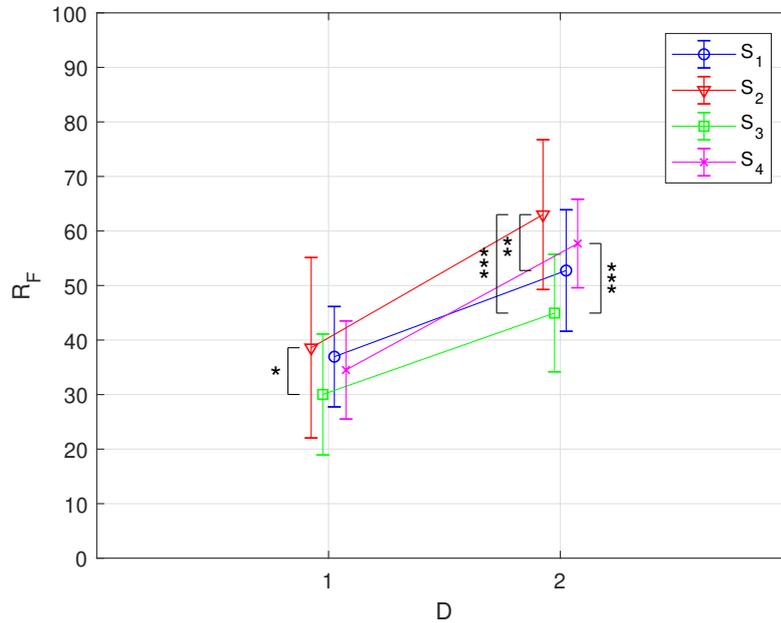


FIGURE 4.10 – Effets combinés des facteurs D et S sur la réponse R_F ($F(3, 39) = 3.6234$, $p < 0.02122$). Les barres verticales représentent l'erreur standard. Test Post Hoc DSH de Tukey : * = $p < 0.05$, ** = $p < 0.01$, *** = $p < 0.001$.

les variations fréquentielles atténuent légèrement l'effet de la redistribution (voir Fig.4.11). En tout cas, les variations fréquentielles n'ont pas l'effet escompté sur la perception de la force d'impact.

L'apparition de signal bruité (facteur N) n'influence généralement pas la force d'impact perçue, même associée à la redistribution comme nous avons pu l'observer dans le cas de la plaque (test précédent). Nous pouvons tout de même apercevoir des effets particuliers pour le cas N_3 (cas où le bruit est maximum dès $t = 0s$ et atténué l'attaque du son). Dans ce cas, la perception de la force d'impact est généralement réduite sauf dans le cas de la membrane (S₂) où elle est significativement accrue. En observant l'interaction $N \times S \times L$, on s'aperçoit que c'est pour la membrane basse fréquence (S₂, L₁) que cet effet est particulièrement significatif (voir Fig.4.12). Les sons associés à cette condition ont la particularité d'avoir une grande richesse spectrale, renforcée par le bruit et la condition N_3 , pour laquelle l'impact est légèrement gommé. Lors de l'écoute des stimuli correspondant à la condition $N_3S_2L_1$, nous pouvons observer une augmentation de la sonie pour ce stimuli qui cause probablement l'augmentation de la force perçue. Cette augmentation de la sonie est induite par le fait que la condition N_3 réduit le pic de l'impact et la normalisation réduit ainsi moins le signal. Cependant, il est étonnant de ne pas observer ce phénomène pour les autres niveaux de S .

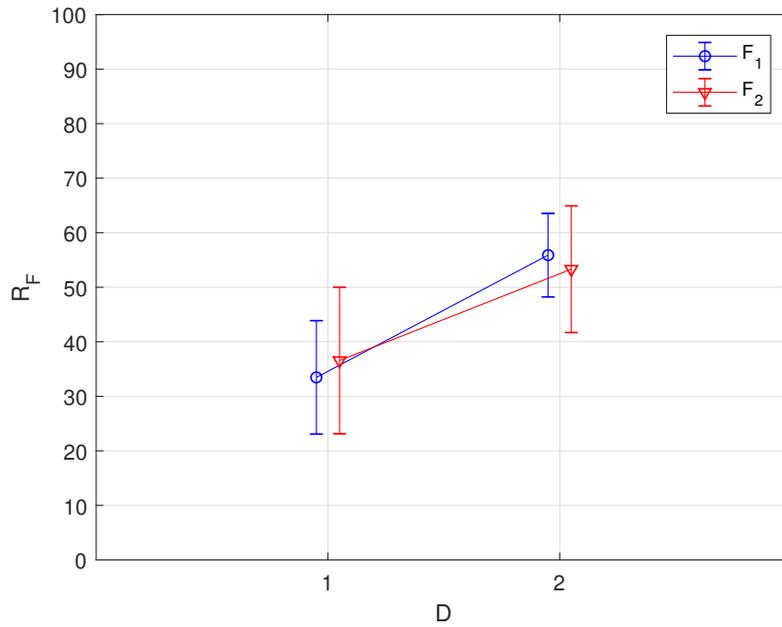


FIGURE 4.11 – Effets combinés des facteurs D et F sur la réponse R_F ($F(1, 13) = 7.4550$, $p = 0.01717$). Les barres verticales représentent l'erreur standard.

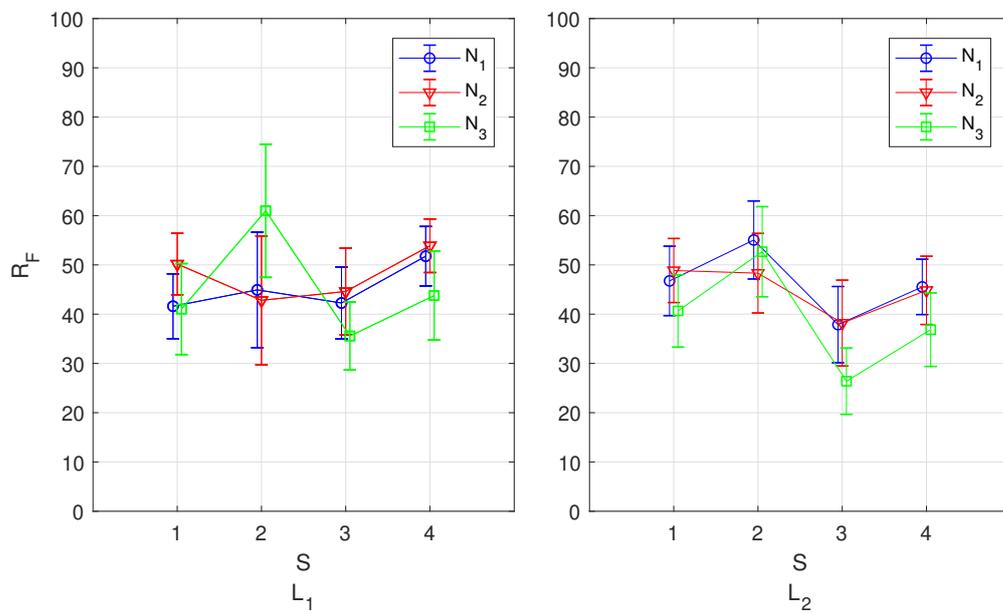


FIGURE 4.12 – Effets combinés des facteurs N , S et L sur la réponse R_F ($F(6, 78) = 2.9056$, $p = 0.01309$). Les barres verticales représentent l'erreur standard.

Catégorisation de la forme de l'objet résonant. Pour l'exploitation des résultats de l'expérience de catégorisation, nous calculons les scores pour les 5 catégories (« corde »/« barre »/« membrane »/« plaque »/« autre ») en comptant le nombre de fois où la catégorie est choisie pour chaque condition.

Nous effectuons ensuite un test binomial pour chaque condition pour vérifier si les choix des participants s'écartent significativement du hasard. La probabilité de choisir une catégorie au hasard est de $p = 1/5$ et le nombre de tirage pour une condition donnée où les niveaux de tous les facteurs sont fixés correspond au nombre de participants. L'intervalle de confiance à 95% correspondant au hasard ($p = 0.2$) sur 14 tirages est compris entre 0 et 5, bornes incluses. Dans ce cas, on peut considérer que les réponses des participants étaient motivées pour une catégorie particulière à partir d'un score supérieur ou égal à 6.

Pour affiner les résultats nous regroupons les stimuli par niveau de facteur en fonction de l'effet que nous souhaitons observer.

- Analyse des résultats pour la catégorie « corde » :

Nous pouvons observer un score supérieur ou égal à 6 pour 9 stimuli différents : les 6 stimuli correspondant à la condition $S_1D_1F_1$ et les 3 stimuli correspondant à la condition $S_1D_1F_2L_2$.

En d'autres termes, les participants reconnaissent une corde pour les fréquences modales correspondant au modèle d'une corde (S_1) dans les cas sans redistribution (D_1) et sans variations fréquentielles (F_1). L'évocation est plus incertaine avec redistribution et avec variations fréquentielles.

En regardant les scores par niveau du facteur S , nous observons les scores présentés Table 4.15.

TABLE 4.15 – Score pour la catégorie « corde » en fonction du facteur S .
Nombre d'échantillons par niveau : 336
Intervalle de confiance à 95% pour 336 tirages aléatoires : $53 \leq X \leq 81$.

S_1	S_2	S_3	S_4
112	1	4	3

Dans ce cas le nombre de tirages correspond au nombre de stimuli correspondant à la condition S_i multiplié par le nombre de sujets soit $24 \times 14 = 336$. L'intervalle de confiance correspondant à un tirage aléatoire dans ce cas est compris entre 53 et 81. Tout les résultats présentés ici sont donc en dehors de cet intervalle, S_2 , S_3 et S_4 sont largement en-dessous (il est très rare qu'une distribution fréquentielle différente du modèle S_1 évoque une corde) tandis que S_1 est nettement au-dessus. Cependant, le score pour S_1 reste relativement mauvais (choisi 112 fois sur 336 tirages, soit une chance sur trois).

Comme les résultats observés sur chaque stimulus peuvent l'indiquer, c'est la redistribution et les variations fréquentielles qui induisent une mauvaise re-

connaissance de la corde. Dans les cas S_1F_2 et S_1D_2 , l'incertitude des réponses est comparable à une réponse aléatoire (les scores font partis de l'intervalle de confiance à 95%, voir Table 4.16).

TABLE 4.16 – Scores pour la catégorie « corde » en fonction des facteurs D , F , L et N pour S_1 .

Nombre de tirages par condition S_1D_i , S_1F_i ou S_1L_i : 166

Intervalle de confiance à 95% pour 166 tirages aléatoires : $24 \leq X \leq 43$.

Nombre de tirages par condition S_1N_i : 112

Intervalle de confiance à 95% pour 112 tirages aléatoires : $14 \leq X \leq 30$.

S_1D_1	S_1D_2		S_1F_1	S_1F_2		S_1L_1	S_1L_2		S_1N_1	S_1N_2	S_1N_3
81	31		70	42		58	54		46	36	30

- Analyse des résultats pour la catégorie « barre » :

Nous observons un score supérieur ou égal à 6 pour 20 stimuli générés pour les fréquences modales de barre S_3 (sur les 24 stimuli correspondant à ce niveau de facteur). Ce résultat tend à montrer que l'évocation des sons utilisant les fréquences modales associées au modèle de barre est cohérente.

En regroupant les résultats par facteur nous pouvons observer que la catégorie « barre » est choisie quasi-exclusivement pour S_3 (voir Table 4.17). Les autres facteurs n'ont pas une influence déterminante sur le choix de cette catégorie (voir Table 4.18). Nous pouvons tout de même noter que la catégorie est moins choisie avec les variations fréquentielles des modes F_2 .

TABLE 4.17 – Score pour la catégorie « barre » en fonction du facteur S .

Nombre d'échantillons par niveau : 336

Intervalle de confiance à 95% pour 336 tirages aléatoires : $53 \leq X \leq 81$.

S_1	S_2	S_3	S_4
5	4	174	28

TABLE 4.18 – Scores pour la catégorie « barre » en fonction des facteurs D , F , L et N pour S_1 .

Nombre de tirages par condition S_3D_i , S_3F_i ou S_3L_i : 166

Intervalle de confiance à 95% pour 166 tirages aléatoires : $24 \leq X \leq 43$.

Nombre de tirages par condition S_3N_i : 112

Intervalle de confiance à 95% pour 112 tirages aléatoires : $14 \leq X \leq 30$.

S_3D_1	S_3D_2		S_3F_1	S_3F_2		S_3L_1	S_3L_2		S_3N_1	S_3N_2	S_3N_3
81	93		100	74		81	93		56	67	51

- Analyse des résultats pour la catégorie « membrane » :

Concernant le choix de la catégorie « membrane », seuls 3 stimuli ont un score de 6 ou plus ($S_2N_2D_2F_1L_1$, $S_2N_2D_2F_2L_2$, $S_4N_1D_1F_2L_2$). Les sons proposés n'évoquent que peu des sons rayonnés par des membranes.

En regroupant les scores par niveau du facteur S , nous observons une tendance qui va dans le sens d'une reconnaissance de la membrane pour S_2 , qui correspond au modèle physique de membrane, mais le score reste relativement faible (voir Table 4.19). L'analyse des interactions entre S_2 et les autres facteurs n'apportent pas plus d'information. Le choix de cette catégorie est indifféremment faible quelque soit le niveau des autres facteurs (voir Table 4.20).

TABLE 4.19 – Score pour la catégorie « membrane » en fonction du facteur S .

Nombre d'échantillons par niveau : 336

Intervalle de confiance à 95% pour 336 tirages aléatoires : $53 \leq X \leq 81$.

S_1	S_2	S_3	S_4
23	88	11	39

TABLE 4.20 – Scores pour la catégorie « membrane » en fonction des facteurs D , F , L et N pour S_1 .

Nombre de tirages par condition S_1D_i , S_1F_i ou S_1L_i : 166

Intervalle de confiance à 95% pour 166 tirages aléatoires : $24 \leq X \leq 43$.

Nombre de tirages par condition S_1N_i : 112

Intervalle de confiance à 95% pour 112 tirages aléatoires : $14 \leq X \leq 30$.

S_2D_1	S_2D_2		S_2F_1	S_2F_2		S_2L_1	S_2L_2		S_2N_1	S_2N_2	S_2N_3
46	42		41	47		42	46		30	35	23

On note aussi la confusion pouvant apparaître avec les sons du modèle de plaques qui sont régulièrement catégorisés comme des sons de membrane. Il est intéressant de noter que la présence de variations fréquentielles a tendance à augmenter la confusion tandis que la présence de redistribution la réduit (S_4D_1 : 24 ; S_4D_2 : 15 ; S_4F_1 : 14 ; S_4F_2 : 25).

- Analyse des résultats pour la catégorie « plaque » :

La catégorie « plaque » est la plus choisie : 45 stimuli ont un score supérieur ou égal à 6 dont 20 sur 24 pour le niveau S_4 et 23 sur 24 pour le niveau S_2 . Les sons correspondant au modèle de membrane sont donc catégorisés « plaque » beaucoup plus souvent que « membrane ».

L'observation des résultats pour chaque niveau de S confirme que les modèles de plaque et de membrane (S_2 et S_4) sont placés dans la catégorie « plaque » dans la grande majorité des cas. Nous pouvons également noter que le modèle de barre S_3 est catégorisé comme étant une plaque à un niveau correspondant à une

réponse aléatoire (voir Table 4.21).

TABLE 4.21 – Score pour la catégorie « plaque » en fonction du facteur S .
 Nombre d'échantillons par niveau : 336
 Intervalle de confiance à 95% pour 336 tirages aléatoires : $53 \leq X \leq 81$.

S_1	S_2	S_3	S_4
15	184	62	202

Les interactions avec les facteurs D et F montrent des tendances inverses à celles observées dans le cas de la catégorie « membrane » : la redistribution augmente sensiblement le score de la catégorie « plaque » tandis que les variations fréquentielles le réduisent légèrement (voir Table 4.22).

TABLE 4.22 – Scores pour la catégorie « plaque » en fonction des facteurs D , F , L et N pour S_2 et S_4 .

Nombre de tirages par condition $S_i D_j$, $S_i F_j$ ou $S_i L_j$: 166
 Intervalle de confiance à 95% pour 166 tirages aléatoires : $24 \leq X \leq 43$.
 Nombre de tirages par condition $S_i N_j$: 112
 Intervalle de confiance à 95% pour 112 tirages aléatoires : $14 \leq X \leq 30$.

$S_2 D_1$	$S_2 D_2$	$S_2 F_1$	$S_2 F_2$	$S_2 L_1$	$S_2 L_2$	$S_2 N_1$	$S_2 N_2$	$S_2 N_3$
84	100	98	86	90	94	62	56	66
$S_4 D_1$	$S_4 D_2$	$S_4 F_1$	$S_4 F_2$	$S_4 L_1$	$S_4 L_2$	$S_4 N_1$	$S_4 N_2$	$S_4 N_3$
79	123	107	95	113	89	67	68	67

- Analyse des résultats pour la catégorie « autre » :

Parmi les 18 stimuli dont le score pour la catégorie « autre » est supérieur à 6, 16 ont été générés pour le niveau S_1 correspondant aux fréquences modales d'une corde.

Ce résultat est confirmé par le regroupement des stimuli par niveau du facteur S (voir Table 4.23). Nous observons également un score non négligeable pour les autres facteurs, notamment pour le niveau S_3 correspondant aux fréquences modales d'une barre.

TABLE 4.23 – Score pour la catégorie « autre » en fonction du facteur S .
 Nombre d'échantillons par niveau : 336
 Intervalle de confiance à 95% pour 336 tirages aléatoires : $53 \leq X \leq 81$.

S_1	S_2	S_3	S_4
157	35	61	40

L'interaction entre S et D nous montre que le déferlement associé à des fré-

quences modales de corde n'évoque pas le son rayonné par un objet des autres catégories proposées. Inversement, la redistribution réduit légèrement le score de la catégorie « autre » pour tous les autres niveaux de S (voir Table 4.24).

Le facteur correspondant aux variations fréquentielles n'a pas un effet déterminant, il augmente légèrement le choix de la catégorie « autre » pour tous les niveaux de S .

TABLE 4.24 – Scores pour la catégorie « autre » en fonction des facteurs D , F , L et N pour S_1 , S_2 , S_3 et S_4 .

Nombre de tirages par condition S_iD_j , S_iF_j ou S_iL_j : 166

Intervalle de confiance à 95% pour 166 tirages aléatoires : $24 \leq X \leq 43$.

Nombre de tirages par condition S_iN_j : 112

Intervalle de confiance à 95% pour 112 tirages aléatoires : $14 \leq X \leq 30$.

S_1D_1	S_1D_2		S_1F_1	S_1F_2		S_1L_1	S_1L_2		S_1N_1	S_1N_2	S_1N_3
48	109		72	85		82	75		48	47	62
S_2D_1	S_2D_2		S_2F_1	S_2F_2		S_2L_1	S_2L_2		S_2N_1	S_2N_2	S_2N_3
21	14		15	20		23	12		12	10	13
S_3D_1	S_3D_2		S_3F_1	S_3F_2		S_3L_1	S_3L_2		S_3N_1	S_3N_2	S_3N_3
39	22		22	39		27	34		17	20	24
S_4D_1	S_4D_2		S_4F_1	S_4F_2		S_4L_1	S_4L_2		S_4N_1	S_4N_2	S_4N_3
25	15		13	27		13	27		11	13	16

4.2.3.7 Discussion

Les résultats de l'expérience nous apportent des éléments de compréhension sur la perception des morphologies sonores relatives aux non-linéarités géométriques, ce qui nous permet de faire des propositions pour un contrôle de l'apparition de ces morphologies cohérent avec l'évocation de la forme de l'objet.

Contrôle de la redistribution entre les modes pour différentes formes d'objet résonant. Comme dans le cas des plaques minces, la redistribution entre les modes a une influence significative sur la force d'impact perçue : l'apparition retardée et soutenue de composantes hautes fréquences évoque de grandes amplitudes de vibration quelque soit le modèle utilisé pour calculer les fréquences modales. En revanche, cette morphologie sonore modifie considérablement notre perception de la forme de l'objet. En particulier, elle perturbe fortement la reconnaissance des cordes et augmente notre tendance naturelle à choisir la catégorie « plaque ».

Ainsi, l'association incohérente entre un spectre correspondant à une corde et le déferlement vers les hautes fréquences, qui n'apparaît pas dans un cas écologique, apporte deux informations contradictoires. Dans le cadre d'un synthétiseur de sons écologiques proposant un contrôle de la forme de l'objet résonant, il est essentiel

de proposer un résultat cohérent avec les contrôles que l'on propose. Il est donc plus prudent de limiter l'apparition du déferlement au cas spécifique des plaques.

En revanche, dans un contexte de design sonore plus général, il est possible de proposer ce genre d'association. Ce cadre peut être celui des métaphores sonores et de la synthèse de sons inouïs. Les paramètres de contrôle peuvent être moins spécifiques qu'une description directe de la forme d'un objet qui induit un comportement précis. Nous pouvons proposer des paramètres qui décrivent la structure comme l'*élancement*, l'*épaisseur*, la *rigidité*, et les associer à un contrôle de son comportement. Dans ce cadre, nous pouvons proposer un contrôle plus direct des morphologies sonores, par exemple un paramètre *déferlement* ou *turbulences d'onde* (dans un onglet *comportement pour de grandes amplitudes de vibration*) lié au coefficient de redistribution λ . À cela, il faut ajouter un contrôle de la *solidité*, *souplesse* ou *ductilité* pour définir la dynamique proposée en fonction des amplitudes d'excitation.

Contrôle de l'apparition de signal bruité. L'apparition du signal bruité n'a pas d'effet déterminant sur la perception de la force d'impact, et ce quelque soit la forme de l'objet. Nous observons tout de même des effets variables selon la forme dans le cas où le signal bruité est maximum au départ du son et vient gommer l'aspect brutal de l'impact (N_3). Dans ce cas, l'interaction paraît plus complexe qu'un impact court (évocation de rebonds très rapprochés) mais la sensation d'impact est moins forte, sauf dans le cas du modèle de membrane plus grave (S_2L_1). Il est nécessaire de préserver le moment de l'impact pour garantir l'évocation d'un choc bref.

D'autre part, la présence de bruit n'a pas d'influence sur la perception de la forme de l'objet. Nous pouvons considérer que l'utilisation de bruit pour l'évocation des non-linéarités géométriques est principalement utile pour des préoccupations de réalisme et d'esthétique.

Contrôle de la variation fréquentielle des modes. Les variations fréquentielles des modes telles qu'elles sont modélisées pour cette expérience n'évoquent pas d'augmentation des amplitudes de vibration et perturbent fortement l'évocation de la forme. En particulier, la création d'inharmonicité (car chaque fréquence varie de façon indépendante en fonction de son amplitude) pour les modèles de corde et de barre induit une confusion dans la reconnaissance des catégories correspondantes. La catégorie « membrane » semble être la seule pour laquelle la reconnaissance semble être améliorée avec ce modèle de variations fréquentielles des modes.

Le modèle pour les variations fréquentielles, calculées de façon indépendante en fonction de l'amplitude du mode, ne convient pas. Nous devons conduire une étude approfondie pour déterminer une relation entre la fréquence des modes et

l'amplitude de vibration de l'objet résonant dans différentes configurations.

Par exemple, dans le cas de la corde, ce sont les variations de tension qui induisent une variation fréquentielle des modes [Tolonen *et al.*, 2000]. La variation de fréquence est proportionnellement identique pour tous les modes et le signal rayonné reste harmonique. Pour le cas de la membrane, il pourrait être intéressant d'observer comment les variations de tension dans certaines directions privilégiées induites par de grandes amplitudes de vibration modifient les fréquences modales de façon analogue à la corde. Nous pouvons également penser au cas du steel drum, qui a déjà fait l'objet d'études vibratoires [Fletcher et Rossing, 1998] [Monteil *et al.*, 2015], dont le timbre spécifique est largement induit par des non-linéarités géométriques et des variations fréquentielles spécifiques informant sur la dynamique du jeu de l'instrumentiste.

Vers un contrôle plus fin de la forme et des morphologies sonores associées. Pour aller plus loin sur le contrôle de la forme d'un objet et de son comportement dans le cadre de la synthèse sonore, nous avons besoin de modèles pour les fréquences modales permettant de générer des continua perceptifs entre les différentes formes afin d'étudier notre capacité à catégoriser la forme de la source. Cela peut nous guider sur la pertinence d'un contrôle par catégorie de forme ou par propriété de la structure, puis à calibrer les paramètres de contrôle haut-niveau en fonction du comportement non-linéaire évoqué par le modèle de signal.

Nous avons à notre disposition deux modèles analytiques permettant de lier le modèle de corde au modèle de barre et le modèle de membrane au modèle de plaque :

- Le modèle de la corde raide (ou vibrations transversales dans une poutre soumise à une contrainte de traction) :

$$f_i = \sqrt{\left(\frac{ci}{2L}\right)^2 + \left(\frac{\kappa\pi i^2}{4L^2}\right)^2} \quad (4.36)$$

- Le modèle de plaque en vibrations transversales en ajoutant de la tension (équivalent d'une membrane avec une raideur de flexion) :

$$f_{lm} = \sqrt{c'^2\pi^2 \left(\frac{l^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_y^2}\right) + \kappa'\pi^2 \left(\frac{l^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_y^2}\right)^2} \quad (4.37)$$

Ces modèles peuvent être écrits de manière compacte sur une expression avec seulement 3 paramètres indépendants :

$$f_{lm} = \sqrt{(f_0^2 - \Xi^2)(l^2 + \nu'm^2) + \Xi^2(l^2 + \nu'm^2)^2} \quad (4.38)$$

avec :

- f_0 la valeur en fréquence du premier partiel du spectre (pour $l = 1$ et $m = 0$),

- $0 \leq \Xi \leq f_0$ un paramètre correspondant à la rigidité en flexion de l'objet,
- $\nu' = L_x^2/L_y^2$ le rapport de la longueur et la largeur de l'objet. Pour que f_0 soit le premier partiel, on a $L_x \geq L_y$ avec ν' qui tend vers l'infini lorsqu'on tend vers le cas de la corde et de la barre.

Ce modèle nous permet d'effectuer des transitions continues entre le spectre harmonique d'une corde et le spectre correspondant au modèle de barre pour $m = 0$ ($\Xi = 0$: corde, $\Xi = f_0$: barre), et des transitions continues entre le spectre correspondant à une membrane et une plaque pour $n \in \mathbb{N}$ ($\Xi = 0$: membrane, $\Xi = f_0$: plaque).

Nous pouvons ainsi réaliser des tests de catégorisation sur ces continua et évaluer l'influence des morphologies sonores sur la catégorisation. Par exemple, nous pouvons étudier l'influence du déferlement sur la catégorisation du continuum membrane/plaque.

4.3 Proposition de contrôle perceptif

Dans ce chapitre nous avons évalué notre perception des phénomènes non-linéaires dans la production des sons solidiens et la capacité du modèle de signal à retranscrire ces phénomènes à l'aide de tests d'écoute. Nous avons également cherché à définir et calibrer un contrôle du modèle de synthèse sonore de façon cohérente avec la perception des sons écologiques.

Pour les non-linéarités géométriques, nous cherchons à contrôler les morphologies sonores relatives à l'amplitude de vibration d'un objet résonant : le déferlement vers les hautes fréquences, le signal bruité qui l'accompagne et les variations fréquentielles des modes.

Une première expérience sur des stimuli du corpus nous a permis de conclure que les morphologies sonores associées aux non-linéarités géométriques nous informaient sur la force de l'excitation et sur la capacité de l'objet résonant à résister à cette force.

Nous avons ensuite évalué les capacités du modèle de signal à évoquer des vibrations de plus ou moins grandes amplitudes dans le cas des plaques minces et nous avons calibré les paramètres de contrôle. Nous avons observé que le déferlement fréquentiel seul suffisait à évoquer de grandes forces d'impact dans ce cas. L'apparition de signal bruité renforce l'effet pour les hauts niveaux du déferlement tandis que les variations fréquentielles des modes n'apportent pas d'information supplémentaire.

Enfin, nous avons proposé une expérience pour évaluer comment l'influence de ces morphologies sonores évoluaient lorsque les fréquences modales n'étaient plus celles d'une plaque mince. Les résultats du test nous montrent que le comportement non-linéaire de l'objet résonant et les morphologies sonores qui lui sont associées a une influence sur la perception de la forme de l'objet. En effet, lorsque les morphologies sonores caractéristiques d'une plaque en grandes déformations sont appliquées à un spectre correspondant à une corde, le stimulus n'est plus catégorisé comme

étant rayonné par une corde. En revanche, le déferlement évoque systématiquement des forces d'impact de grandes amplitudes même lorsque le stimulus est incohérent d'un point de vue écologique (comme pour le déferlement sur le spectre de corde).

Ces éléments nous ont menés à deux propositions différentes pour le contrôle de ces morphologies sonores :

- La première proposition consiste à définir un comportement non-linéaire de l'objet (solidité et types de morphologies) compris dans la définition de la forme de l'objet et à lier l'apparition des morphologies sonores à l'amplitude d'excitation,
- La seconde proposition est un contrôle direct du comportement non-linéaire de l'objet avec la possibilité de contrôler la dynamique et le type des morphologies sonores quelque soit le contrôle de la forme, quitte à se retrouver dans des cas ne correspondant pas à des situations possibles d'un point de vue physique. Cette proposition ouvre la voie vers la synthèse de métaphores sonores (déferlement d'un liquide, déferlement d'un souffle).

Nous pensons effectuer des expériences complémentaires pour évaluer la pertinence de ces propositions, définir et calibrer l'espace de contrôle.

La première proposition nécessite d'étudier si la perception de la forme est catégorielle, de définir des catégories pertinentes le cas échéant, et d'évaluer l'influence des morphologies sonores sur la catégorisation. Par exemple, nous pouvons établir un continuum entre les fréquences modales d'une plaque et celles d'une membrane, évaluer la perception catégorielle sur ce continuum, puis évaluer l'influence du déferlement sur cette catégorisation. Ce travail devra s'accompagner d'une étude concernant l'influence des morphologies sonores liées aux non-linéarités géométriques sur la perception du matériau. Par exemple, il paraît incohérent d'associer des morphologies sonores évoquant des grandes amplitudes de vibration pour des matériaux fragiles comme le verre.

Pour la seconde proposition, nous pouvons nous appuyer sur des paramètres de contrôle moins précis qu'une description de la forme dans sa globalité. Nous pouvons par exemple nous inspirer du travail de Bourachot sur la définition d'un espace de contrôle des caractéristiques géométriques d'un objet résonant, par exemple la courbure et l'épaisseur [Bourachot *et al.*, 2019] [Bourachot, 2021], et ajouter des paramètres de contrôle correspondant au comportement non-linéaire.

Le comportement non-linéaire des objets ne se limite pas aux non linéarités géométriques et des travaux futurs pourront étendre ces études pour des cas de déformations plastiques ou de ruptures d'objets résonants.

Concernant les interactions non-linéaires, nous avons traité l'excitation d'un objet résonant par un impact puis la perturbation des vibrations d'un objet par un obstacle rigide.

L'aspect non-linéaire de l'excitation d'un résonateur par un impact est retranscrit par la dépendance de la durée d'excitation à l'amplitude d'excitation. Nous avons proposé un contrôle de la durée d'excitation dérivé du modèle d'impact pro-

posé par Conan [Conan, 2014], qui est calibré par des simulations d'un contact hertzien entre une bille et une plaque. Nous souhaitons calibrer le modèle d'un point de vue perceptif pour différents types de contact lors de travaux futurs.

L'évocation des perturbations d'un objet vibrant, en particulier pour des interactions « fortes », passe par une augmentation du nombre de composantes tonales pour accroître la sensation de rugosité et un transfert d'énergie brutal. Le contrôle de cette morphologie sonore permet de passer continûment de ce type de signal à une perturbation de type collision (impact simple). L'évaluation perceptive du phénomène et la calibration du modèle nous permet de conclure sur le contrôle de certains aspects de l'interaction :

- La position transversale de l'impact y_c évoque une notion d'intensité de l'interaction et la définition du paramètre $C_i(n)$ permet de contrôler le niveau du passage d'une interaction « douce » à une interaction « forte ».
- La position longitudinale x_c est généralement mal perçue, même lorsque des indices acoustiques permettent sa reconnaissance. Les participants possédant une expertise (pratique d'un instrument à corde) ont de bien meilleurs résultats et le contrôle de cette modalité dans le modèle de signal convient en l'état. Un paramètre de contrôle haut niveau lié à l'aspect ponctuel ou étendu de l'obstacle pourrait être proposé et calibré à partir de la définition des seuils pour la redistribution p_i (dont le calcul dépend de x_c pour le cas ponctuel).

D'autres aspects du contrôle des interactions non-linéaires n'ont pas été traités. Nous pensons au contrôle de la dureté et de l'amortissement de l'interaction, et à la définition d'un espace sémantique pour contrôler la distribution temporelle des collisions (comme Conan l'avait fait pour l'espace froter/gratter/rouler [Conan et al., 2014]). Par exemple, le *chatouillement* pourrait concerner des suites d'impacts rapprochés de faibles intensités, proche du *chuintement* (tanpura, caisse claire), quand les *rebonds* pourraient regrouper une famille de sons plus large de collisions de moins en moins espacées dont l'amplitude décroît au cours du temps, parfois de façon irrégulière (chutes d'objets de différentes formes, rebonds d'une règle appuyée sur un bord de table). Le *cliquettement* pourrait se situer entre les deux.

Nous envisageons l'extension du modèle pour des objets à deux dimensions principales (plaques, membranes) et l'utilisation d'un contrôle gestuel pour cette modalité. La position du doigt d'un utilisateur sur une tablette tactile contrôlerait la position de l'obstacle dans le plan de l'objet résonant et la pression serait liée à l'intensité de l'interaction. Ce type de contrôle est particulièrement adapté à un usage centré sur un objet résonant avec lequel un utilisateur pourrait interagir de différentes manières (cadre défini par le paradigme action/objet).

Une autre vision considère différents objets interagissant entre eux de part leurs positionnements respectifs et leurs liaisons. Ce cadre nous mène vers la conception d'un environnement de synthèse modulaire et permet d'envisager la définition de systèmes complexes comme des machines ou réverbérations non-linéaires.

Ces deux stratégies de contrôle ne sont pas incompatibles : elles sont complé-

mentaires sous condition de ressources de calcul disponibles. Par exemple, nous pouvons concevoir un système { membrane + obstacles rigides }, composé de plusieurs objets résonants liés, servant de résonateur non-linéaire (comme la peau de résonance et le timbre d'une caisse claire). Ce système pourrait ensuite être contrôlé dans un cadre permettant des interactions diverses (impacts, frottement, étouffement, sourdine ...) liées au geste de l'utilisateur.

Ces résultats nous conduisent à une proposition pour le contrôle du modèle de synthèse. Les transferts entre les modes peuvent être induits par le déferlement lié aux grandes amplitudes de vibrations de l'objet, ou par la perturbation des vibrations de l'objet par l'utilisateur ou par un objet de son environnement. Le terme de transfert peut être séparé en trois termes distincts correspondant aux différentes contributions :

$$\underline{\mathbf{P}}(n+1) = (\underline{\mathbf{P}}(n) + \underline{\mathbf{T}}(n)) \cdot \underline{\mathbf{D}} \quad \text{avec} \quad \underline{\mathbf{T}}(n) = \underline{\mathbf{T}}_{\text{NLG}}(n) + \underline{\mathbf{T}}_{\text{PERT}}(n) + \underline{\mathbf{T}}_{\text{ENV}}(n) \quad (4.39)$$

avec le vecteur $\underline{\mathbf{P}}(n)$ contenant les valeurs de puissance au pas de temps n pour tous les modes de vibration. Le terme d'amortissement est contenu dans le vecteur $\underline{\mathbf{D}}$, dont les éléments sont définis de la manière suivante $0 \leq D_i = e^{-\alpha_i/f_e} \leq 1$. $\underline{\mathbf{T}}_{\text{NLG}}(n)$ correspond à la contribution des non-linéarités géométriques sur les transferts, $\underline{\mathbf{T}}_{\text{PERT}}(n)$ à la contribution de la perturbation contrôlée par l'utilisateur et $\underline{\mathbf{T}}_{\text{ENV}}(n)$ aux contributions des contacts avec les objets de l'environnement proche. On note ici, que le terme source $u(n)$ intervient également dans le calcul de $P(n)$ (voir Sec.3.1.6).

Nous pouvons résumer les contributions de la manière suivante :

- Le geste de l'utilisateur détermine l'action, qui peut être du type « excitation » ou « perturbation ». Dans le cas d'une perturbation, l'utilisateur doit contrôler la position et l'intensité de l'interaction qui influent sur les valeurs des seuils pour le calcul de $\underline{\mathbf{T}}_{\text{PERT}}(n)$ et sur les fréquences des filtres couplés pour les interactions fortes. Dans le cas d'une excitation, le contrôle, défini par Conan et Thoret, permet d'évoquer divers évènements (frottement, grattement, roulement, couinement, auto-oscillation et impact) à partir d'un signal source u constitué d'une série d'impulsions ou d'un signal harmonique en dents de scie.
- L'objet, constitué d'un banc de filtres couplés, résonne lorsqu'il est soumis à une excitation et le déferlement apparaît lorsque les amplitudes des modes dépassent les seuils utilisés pour le calcul de $\underline{\mathbf{T}}_{\text{NLG}}(n)$. Plus les seuils sont élevés, plus l'objet paraît rigide.
- Il est également possible de définir des interactions avec d'autres objets de l'environnement. Par exemple, un obstacle peut être positionné à une distance y de l'objet résonant, ce qui produira des collisions si l'amplitude de vibration dépasse cette valeur. Dans ce cas, certains éléments de $\underline{\mathbf{T}}_{\text{ENV}}(n)$ deviennent non nuls et de l'énergie est transféré suite aux collisions. Ces

transferts peuvent être propagés à d'autres modes correspondant aux modes de vibration de l'obstacle si l'on considère que l'intensité sonore qu'il rayonne est non-négligeable.

Nous proposons en Fig.4.13&4.14 une représentation des deux cas élémentaires (action de l'utilisateur sur un objet et interaction entre deux objets) pouvant être combinés pour définir des systèmes plus complexes. Pour une question de lisibilité, nous représentons les filtres non-linéaires par un bloc représentant les transferts d'énergie précédant un bloc représentant le filtrage linéaire résonant sur le schéma de principe du modèle de synthèse. En réalité, ces blocs ne peuvent pas être séparés de façon triviale (le schéma bloc d'un filtre non-linéaire est présenté Fig.3.12 et le banc de filtres non-linéaire constituant l'objet est présenté Fig.3.13).

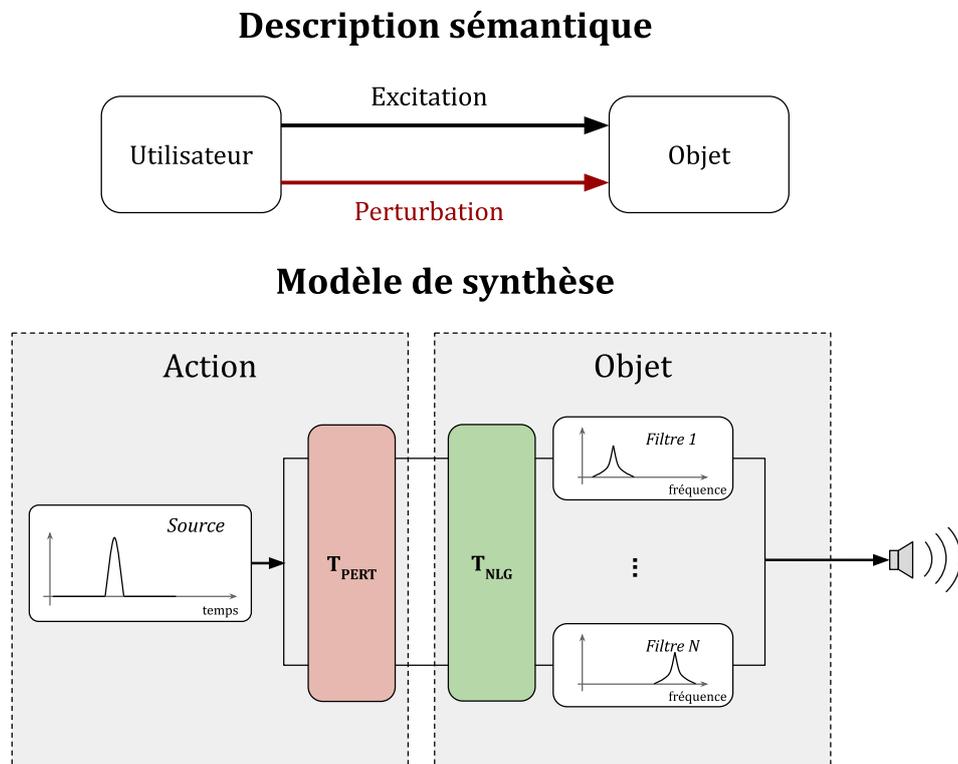


FIGURE 4.13 – Représentation conceptuelle et modèle de synthèse de l'action d'un utilisateur sur un objet.

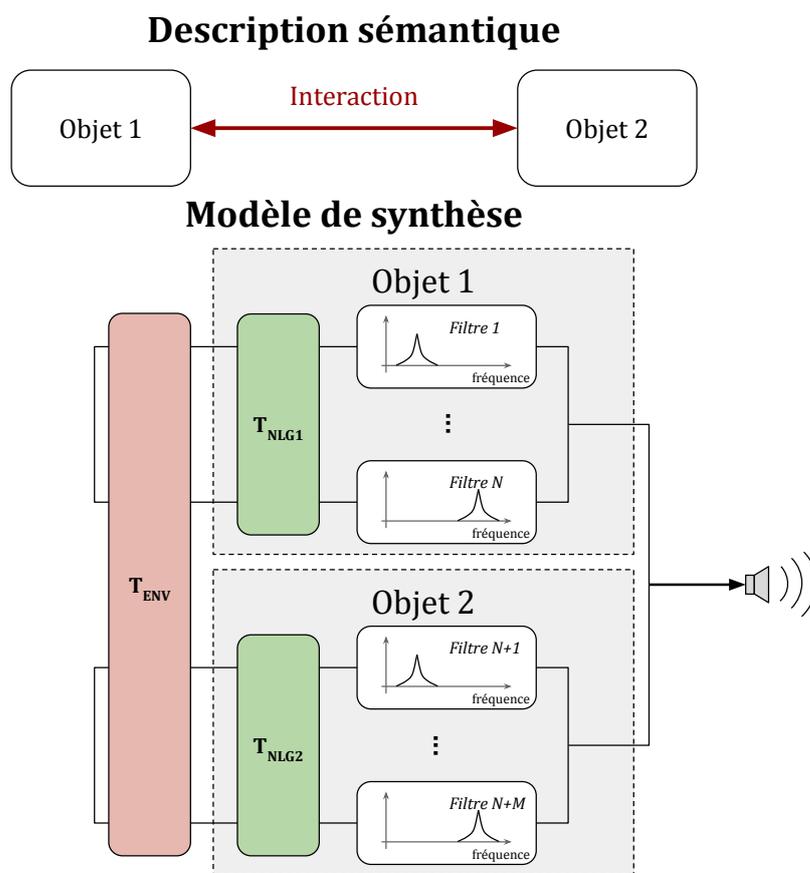


FIGURE 4.14 – Représentation conceptuelle et modèle de synthèse de l'interaction entre deux objets.

Ainsi, pour décrire l'évènement correspondant à l'utilisation d'une caisse claire « je tape fort sur une membrane qui transmet ses vibrations à une autre membrane qui interagit elle-même avec le timbre », je peux utiliser la représentation conceptuelle présentée Fig.4.15. En revanche, pour un modèle de synthèse plus simple et plus efficace, il convient d'identifier les éléments importants pour la production sonore, et de limiter le système à ces éléments. Dans le cas de la caisse claire, un utilisateur agissant sur un système {membrane+timbre} produit déjà des résultats satisfaisants (voir les sons générés dans le chapitre 3, par exemple Fig.3.19).

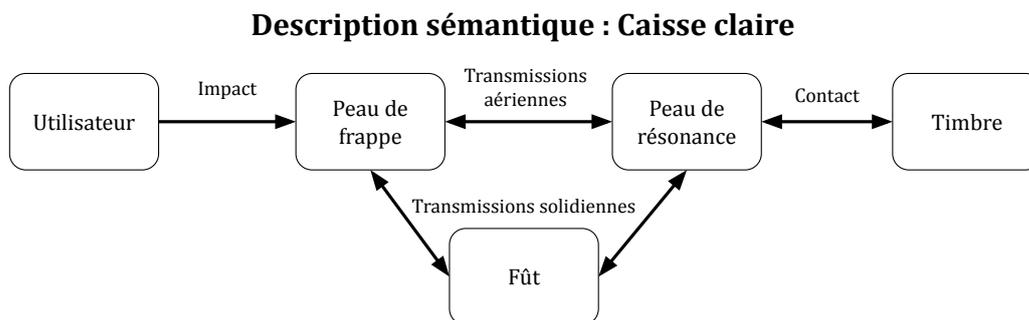


FIGURE 4.15 – Représentation conceptuelle et modèle de synthèse de l'interaction entre deux objets.

Ce cadre ouvre des applications dans le domaine musical. Plus particulièrement, nous pouvons penser à la conception d'instruments de musique virtuels. Ces instruments virtuels peuvent être inspirés d'instruments réels (caisse claire, tanpura) ou peuvent être déconnectés de la réalité physique. Cependant, ce type d'usage demande de repenser les paramètres de contrôle haut-niveau en intégrant des descripteurs plus utiles aux musiciens et un contrôle fin permettant de moduler le rendu d'un point de vue esthétique (vers un contrôle du timbre).

Conclusions & perspectives

Sommaire

5.1	Conclusions	155
5.2	Perspectives	157

Afin de conclure, nous rappelons les principaux résultats concernant les travaux effectués au cours de cette thèse, puis nous proposons différentes perspectives pour les poursuivre.

5.1 Conclusions

Au cours de cette thèse, notre objectif était de déterminer puis de modéliser les morphologies sonores (ou invariants morphologiques) correspondant aux phénomènes non-linéaires intervenant dans la modélisation physique des sources sonores afin de concevoir un modèle de synthèse sonore simplifié qui soit dynamique et cohérent avec notre perception des sons du quotidien.

Notre démarche a consisté à générer un corpus de sons à partir de la modélisation physique de cas particuliers représentatifs des phénomènes étudiés et à déterminer les morphologies sonores correspondantes pour différentes configurations (chapitre 2), puis à proposer un modèle de signal (chapitre 3) qui est ensuite évalué à l'aide de tests d'écoute (chapitre 4).

Pour l'étude des interactions non-linéaires, nous avons modélisé l'interaction entre une corde raide et un obstacle rigide. Le son rayonné par un tel système est caractérisé par l'apparition simultanée de nombreuses composantes fréquentielles au moment des collisions dont la répartition dépend de la position de l'obstacle et des paramètres du contact.

Dans le cas des non-linéarités géométriques, nous simulons la vibration de plaques minces pour de grandes amplitudes de vibrations élastiques. Nous observons une apparition retardée et soutenue de composantes fréquentielles dont la fréquence est de plus en plus élevée suite à des couplages successifs entre les modes. Ce comportement s'accroît lorsque l'amplitude d'excitation augmente ou lorsque la rigidité de flexion de l'objet diminue.

Les morphologies sonores correspondant aux interactions non-linéaires et aux non-linéarités géométriques comportent des transferts d'énergie entre des composantes fréquentielles. Nous avons proposé un modèle commun pour la synthèse de ces deux catégories de phénomènes non-linéaires permettant, avec le même formalisme, des transferts d'énergie simultanés entre de nombreuses composantes fréquentielles pour simuler les interactions non-linéaires et des transferts d'énergie progressifs pour reproduire le déferlement caractéristique observé dans le cas des structures minces comme les gongs.

Enfin, nous avons évalué la transcription des phénomènes par le modèle de signal à l'aide de tests d'écoute. Ces tests ont également permis d'évaluer comment certains attributs de la source sonore étaient retranscrits et affectés par les phénomènes non-linéaires, ce qui nous a conduit à proposer des stratégies pour le contrôle intuitif des processus de synthèse et à procéder à la calibration des paramètres de contrôle.

Concernant la perturbation des vibrations d'un objet vibrant par un obstacle rigide, nous avons pu observer que le rapport entre les amplitudes de vibrations de l'objet et la distance à l'obstacle pouvait être lié à l'évocation de l'intensité de l'interaction. De plus, le couplage entre l'objet vibrant et l'obstacle induisant un signal rugueux et inharmonique pendant l'interaction augmente significativement l'intensité perçue et permet de passer d'une interaction « douce » à une interaction « forte ». Il serait congruent de contrôler la distance normale entre l'obstacle et la corde par un capteur de pression, par exemple sur une tablette tactile. D'un autre côté, la position longitudinale de l'obstacle est généralement mal reconnue malgré la présence d'indices acoustiques, mais la transcription par le modèle de signal est suffisante pour assurer une reconnaissance du phénomène chez les participants experts.

Les morphologies sonores correspondant aux non-linéarités géométriques nous informent sur l'amplitude de la force d'excitation et sur la capacité de l'objet résonant à résister à cette force. Le modèle de signal permet de retranscrire correctement le phénomène. En particulier, nous observons que le déferlement (apparition retardée et soutenue de composantes hautes fréquences) suffit pour évoquer une force d'excitation de grande amplitude quelque soit la distribution fréquentielle des modes de vibration. En revanche, ce type de morphologie perturbe la perception de la forme de l'objet évoqué et ne peut pas être utilisé indépendamment de cet aspect dans le contexte d'un synthétiseur permettant de contrôler certains attributs structuraux de la source sonore (dimensionnalité et rigidité).

Ces résultats ont conduit à une proposition pour le contrôle du modèle de synthèse dans le cadre du paradigme *action-objet étendu*. Ce contrôle permet à l'utilisateur d'exciter ou de perturber un objet dont le comportement est non-linéaire, et interagissant lui-même avec d'autres objets. Cette proposition permet d'envisager l'utilisation du modèle dans un environnement interactif modulaire dans lequel différents objets interagissent simultanément.

5.2 Perspectives

Le cadre conceptuel décrit par le paradigme *action-objet étendu* et la méthodologie proposée dans cette thèse ouvre la voie à la description de nombreux phénomènes qui permettent d'étudier notre perception des sons rayonnés par les objets du quotidien et de proposer des modèles de synthèse cohérents avec notre perception.

Dans le prolongement direct des travaux présentés dans cette thèse, les modèles développés peuvent nous permettre d'explorer la dépendance entre la perception des attributs structurels et l'apparition de phénomènes non-linéaires liés aux grandes déformations élastiques. Dans la continuité de la dernière expérience, il serait intéressant d'explorer des continuums perceptifs entre membrane et plaque ou entre matériau métallique et verre dont l'évocation serait contrôlée par les paramètres modaux α_i , ω_i et les transferts d'énergie (qui informent sur le comportement de l'objet pour de grandes amplitudes de vibration). Cela pourrait conduire à la définition de paramètres pour le contrôle haut-niveau des attributs de l'objet concernant ses caractéristiques structurelles et son comportement face à des excitations de différentes intensités.

D'autre part, le modèle pour les interactions permet de simuler des collisions en redistribuant l'énergie des modes en vibration aux autres modes sous la forme d'impacts (transferts simultanés sur un grand nombre de composantes). L'enjeu est maintenant de contrôler la répartition temporelle des collisions pour évoquer tel ou tel type d'interaction, comme Conan l'a fait pour les interactions continues gratter, froter et rouler [Conan *et al.*, 2014]. Il s'agit de définir une sémantique pour décrire les interactions non-linéaires et de la lier à une distribution temporelle de collisions.

La mise en place, la calibration du contrôle gestuel et une implémentation en temps-réel pour une utilisation dans un environnement interactif sont également une perspective d'évolution pour les travaux proposés aussi bien sur les interactions non-linéaires que sur les non-linéarités géométriques. La modélisation de phénomènes non-linéaires pour la synthèse sonore, notamment lorsque l'amplitude de vibration augmente (non-linéarité géométrique, collision avec un obstacle fixe ou modèle non-linéaire pour une excitation percussive), permet de créer des moteurs de synthèse dynamiques maximisant les capacités expressives des utilisateurs.

Le développement de ce moteur de synthèse sonore permettrait d'étudier la perception de la solidité d'un objet à travers des expériences interactives, par exemple en proposant la possibilité d'impacter l'objet virtuel plus ou moins fort par l'intermédiaire d'un contrôleur MIDI. De plus, cela ouvrirait la possibilité d'étudier la perception multimodale de ces phénomènes, principalement pour les interactions entre les modalités auditives, tactiles et visuelles.

Dans ce cadre, il paraît également important d'envisager la modélisation d'autres phénomènes non-linéaires pour permettre d'augmenter les possibilités d'interaction avec l'environnement de synthèse. On peut penser ici à la possibilité de tordre, plier, froisser ou casser les objets, nécessitant la modélisation des morphologies sonores

correspondant aux déformations plastiques et à la rupture.

Il pourrait également être intéressant de développer un outil d'analyse-synthèse avec le formalisme utilisé pour les transferts d'énergie pour les sons de plaques et les collisions pour créer, par exemple, des modèles dynamiques de gongs, de cymbales ou de caisses claires. Skare et Abel proposent ce type d'outils en utilisant des GPU pour permettre de générer un grand nombre de composantes sinusoïdales [Skare et Abel, 2019]. Une approche consisterait à extraire les paramètres modaux avec un modèle sinusoïdal sur un cas linéaire de référence puis à calculer les paramètres de la redistribution pour passer à un cas non-linéaire en posant un problème de minimisation sous contrainte dans le plan temps-fréquence. Pour pouvoir extraire les paramètres du cas linéaire directement à partir d'un son correspondant à un cas non-linéaire, Meynard et Torrèsani proposent un modèle pour extraire la partie stationnaire d'un signal [Meynard et Torrèsani, 2018].

Enfin, dans l'optique de la conception d'un *langage des sons* pour le design sonore, il convient de se questionner sur les possibilités que nous avons pour utiliser et combiner ces morphologies sonores pour créer des sons nouveaux ou « inouïs » qui portent sens.

Bibliographie

- [Adrien, 1991] ADRIEN, J.-M. (1991). The missing link : Modal synthesis. *In Representations of musical signals*, pages 269–298. (Cité en page 7.)
- [Amabili, 2008] AMABILI, M. (2008). *Nonlinear vibrations and stability of shells and plates*. Cambridge University Press. (Cité en page 53.)
- [Amazonas et al., 2018] AMAZONAS, M., VASCONCELOS, V., BRANDÃO, A., KIENEM, G., CASTRO, T., GADELHA, B. et FUKS, H. (2018). Collaborative music composition based on sonic interaction design. *In Proceedings of International Conference on Distributed, Ambient, and Pervasive Interactions*, pages 335–346. Springer. (Cité en page 2.)
- [Aramaki et al., 2011] ARAMAKI, M., BESSON, M., KRONLAND-MARTINET, R. et YSTAD, S. (2011). Controlling the perceived material in an impact sound synthesizer. *IEEE Trans. Audio, Speech, Language Proces.*, 19(2):301–314. (Cité en pages 10, 12, 16, 113 et 132.)
- [Aramaki et al., 2009] ARAMAKI, M., GONDRE, C., KRONLAND-MARTINET, R., VOINIER, T. et YSTAD, S. (2009). Thinking the sounds : an intuitive control of an impact sound synthesizer. *In Proceedings of 15th International Conference Auditory Display*. (Cité en page 11.)
- [Arfib et al., 2002] ARFIB, D., KEILER, F. et ZÖLZER, U. (2002). Source-filter processing. *DAFX : Digital Audio Effects*, pages 299–372. (Cité en page 8.)
- [Avanzini et Rocchesso, 2001] AVANZINI, F. et ROCCHESSO, D. (2001). Modeling collision sounds : Non-linear contact force. *In Proceedings of Conf. Digital Audio Effects (DAFx-01)*, pages 61–66. (Cité en pages 35 et 101.)
- [Avanzini et al., 2005] AVANZINI, F., SERAFIN, S. et ROCCHESSO, D. (2005). Interactive simulation of rigid body interaction with friction-induced sound generation. *IEEE transactions on speech and audio processing*, 13(5):1073–1081. (Cité en page 18.)
- [Bensa et al., 2003] BENSA, J., BILBAO, S., KRONLAND-MARTINET, R. et SMITH III, J. O. (2003). The simulation of piano string vibration : From physical models to finite difference schemes and digital waveguides. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(2):1095–1107. (Cité en page 36.)
- [Bilbao, 2005] BILBAO, S. (2005). Sound synthesis for nonlinear plates. *In Proceedings of the 8th International Digital Audio Effects Conference (DAFx'05)*. (Cité en page 53.)
- [Bilbao, 2008] BILBAO, S. (2008). A family of conservative finite difference schemes for the dynamical von karman plate equations. *Numerical Methods for Partial Differential Equations*, 24(1):193–216. (Cité en pages 53 et 54.)
- [Bilbao, 2009] BILBAO, S. (2009). *Numerical sound synthesis : finite difference schemes and simulation in musical acoustics*. John Wiley & Sons. (Cité en pages 6, 35, 36, 53, 103 et 131.)

- [Bilbao, 2012] BILBAO, S. (2012). Time domain simulation and sound synthesis for the snare drum. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(1):914–925. (Cité en page 35.)
- [Bilbao et al., 2012] BILBAO, S., TORIN, A. et CHATZHOANNOU, V. (2012). Numerical modeling of collisions in musical instruments. *Acta Acustica United with Acustica*, 98. (Cité en page 35.)
- [Böttcher, 2013] BÖTTCHER, N. (2013). Current problems and future possibilities of procedural audio in computer games. *Journal of Gaming & Virtual Worlds*, 5(3):215–234. (Cité en page 2.)
- [Bourachot, 2021] BOURACHOT, A. (2021). *Perception sonore des objets pour un contrôle intuitif de la synthèse : vers un langage des sons*. Thèse de doctorat, Aix-Marseille Université. (Cité en page 149.)
- [Bourachot et al., 2019] BOURACHOT, A., KANZARI, K., ARAMAKI, M., YSTAD, S. et KRONLAND-MARTINET, R. (2019). Perception of the object attributes for sound synthesis purposes. In *Proceedings of Computer Music Multidisciplinary Research 2019*. (Cité en page 149.)
- [Boutillon, 1988] BOUTILLON, X. (1988). Model for piano hammers : Experimental determination and digital simulation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83(2):746–754. (Cité en page 35.)
- [Cadoz et al., 1983] CADOZ, C., LUCIANI, A. et FLORENS, J.-L. (1983). Synthèse sonore par modélisation mécanique de l’instrument : le langage cordis. In *International Commission of Acoustics*, pages 455–458. (Cité en page 6.)
- [Cadoz et al., 1993] CADOZ, C., LUCIANI, A. et FLORENS, J. L. (1993). Cordis-anima : a modeling and simulation system for sound and image synthesis : the general formalism. *Computer music journal*, 17(1):19–29. (Cité en page 6.)
- [Caetano, 2021] CAETANO, M. (2021). Morphing musical instrument sounds with the sinusoidal model in the sound morphing toolbox. In *Proceedings of Perception, Representations, Image, Sound, Music : 14th International Symposium, CMMR 2019, Marseille, France, October 14–18, 2019, Revised Selected Papers 14*, pages 481–503. Springer International Publishing. (Cité en page 58.)
- [Çamcı et Hamilton, 2020] ÇAMCI, A. et HAMILTON, R. (2020). Audio-first VR : New perspectives on musical experiences in virtual environments. *Journal of New Music Research*, 49(1):1–7. (Cité en page 2.)
- [Chaigne et Askenfelt, 1994] CHAIGNE, A. et ASKENFELT, A. (1994). Numerical simulations of piano strings. i. a physical model for a struck string using finite difference methods. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 95(2):1112–1118. (Cité en pages 5, 35 et 36.)
- [Chaigne et Doutaut, 1997] CHAIGNE, A. et DOUTAUT, V. (1997). Numerical simulations of xylophones. i. time-domain modeling of the vibrating bars. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 101(1):539–557. (Cité en pages 35 et 100.)

- [Chaigne *et al.*, 2002] CHAIGNE, A., FONTAINE, M., THOMAS, O., FERRE, M. et TOUZÉ, C. (2002). Vibrations of shallow spherical shells and gongs : a comparative study. In *Proceedings of Forum Acusticum*. (Cité en page 55.)
- [Chaigne *et al.*, 2004] CHAIGNE, A., TOUZÉ, C. et THOMAS, O. (2004). Mechanical models of musical instruments and sound synthesis : the case of gongs and cymbals. In *Proceedings of International Symposium on Musical Acoustics, ISMA2004*. (Cité en pages 19 et 53.)
- [Chaigne *et al.*, 2005] CHAIGNE, A., TOUZÉ, C. et THOMAS, O. (2005). Nonlinear vibrations and chaos in gongs and cymbals. *Acoustical science and technology*, 26(5):403–409. (Cité en page 53.)
- [Chatziioannou et Van Walstijn, 2013] CHATZIOANNOU, V. et VAN WALSTIJN, M. (2013). An energy conserving finite difference scheme for simulation of collisions. In *Proceedings of Stockholm Musical Acoust. Conf.* (Cité en page 35.)
- [Conan, 2014] CONAN, S. (2014). *Contrôle Intuitif de la Synthèse Sonore d'Interactions Solidiennes : vers les Métaphores Sonores*. Thèse de doctorat, Ecole centrale de Marseille. (Cité en pages 4, 12, 14, 18, 101, 102 et 150.)
- [Conan *et al.*, 2014] CONAN, S., THORET, E., ARAMAKI, M., DERRIEN, O., GONDRE, C., YSTAD, S. et KRONLAND-MARTINET, R. (2014). An intuitive synthesizer of continuous-interaction sounds : Rubbing, scratching, and rolling. *Computer Music Journal*, 38(4):24–37. (Cité en pages 5, 10, 11, 16, 26, 100, 150 et 157.)
- [De Wilde, 2016] DE WILDE, L. (2016). *Les fous du son*. Grasset. (Cité en page 4.)
- [Denjean *et al.*, 2019] DENJEAN, S., KRONLAND-MARTINET, R., ROUSSARIE, V. et YSTAD, S. (2019). Zero-emission vehicles sonification strategy based on Shepard-Risset glissando. In *Proceedings of 14th International Symposium on Computer Music Multidisciplinary Research*. (Cité en page 2.)
- [Djoharian, 2000] DJOHARIAN, P. (2000). Shape and material design in physical modeling sound synthesis. In *Proceedings of ICMC 2000-International Computer Music Conference*, pages n–c. (Cité en page 5.)
- [Dörfler et Torrèsani, 2010] DÖRFLER, M. et TORRÉSANI, B. (2010). Representation of operators in the time-frequency domain and generalized gabor multipliers. *Journal of Fourier Analysis and Applications*, 16(2):261–293. (Cité en page 8.)
- [Ducceschi et Bilbao, 2019] DUCCESCHI, M. et BILBAO, S. (2019). *Non-iterative, conservative schemes for geometrically exact nonlinear string vibration*. Universitätsbibliothek der RWTH Aachen. (Cité en page 7.)
- [Ducceschi et Touzé, 2015] DUCCESCHI, M. et TOUZÉ, C. (2015). Modal approach for nonlinear vibrations of damped impacted plates : Application to sound synthesis of gongs and cymbals. *Journal of Sound and Vibration*, 344:313–331. (Cité en page 53.)
- [Evangelista, 2011] EVANGELISTA, G. (2011). Physical model of the string-fret interaction. In *Proceedings of DAFx'11, Paris, 2011*, pages 345–351. (Cité en page 35.)

- [Fels *et al.*, 2002] FELS, S., GADD, A. et MULDER, A. (2002). Mapping transparency through metaphor : towards more expressive musical instruments. *Organised Sound*, 7(2):109. (Cité en page 10.)
- [Fletcher, 1985] FLETCHER, N. H. (1985). Nonlinear frequency shifts in quasispherical-cap shells : Pitch glide in chinese gongs. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78(6):2069–2073. (Cité en page 55.)
- [Fletcher, 1999] FLETCHER, N. H. (1999). The nonlinear physics of musical instruments. *Reports on progress in physics*, 62(5):723. (Cité en page 53.)
- [Fletcher et Rossing, 1998] FLETCHER, N. H. et ROSSING, T. D. (1998). Cymbals, gongs, plates, and steel drums. In *The Physics of Musical Instruments*, pages 649–674. Springer. (Cité en page 147.)
- [Fletcher et Rossing, 2012] FLETCHER, N. H. et ROSSING, T. D. (2012). *The physics of musical instruments*. Springer Science & Business Media. (Cité en page 131.)
- [Franinovic et Serafin, 2013] FRANINOVIC, K. et SERAFIN, S. (2013). *Sonic interaction design*. MIT Press. (Cité en pages 2 et 4.)
- [Fransson, 1966] FRANSSON, F. (1966). The source spectrum of double-reed woodwind instruments. *Royal Institute of Technology, Stockholm, Speech Transmission Lab, QPSR*, 4:35. (Cité en page 9.)
- [Freed, 1990] FREED, D. J. (1990). Auditory correlates of perceived mallet hardness for a set of recorded percussive sound events. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 87(1):311–322. (Cité en pages 40 et 100.)
- [Gaver, 1986] GAVER, W. W. (1986). Auditory icons : Using sound in computer interfaces. *Human-computer interaction*, 2(2):167–177. (Cité en page 2.)
- [Gaver, 1988] GAVER, W. W. (1988). *Everyday listening and auditory icons*. Thèse de doctorat, University of California, San Diego, Department of Cognitive Science. (Cité en pages 4, 10 et 12.)
- [Gaver, 1993] GAVER, W. W. (1993). What in the world do we hear ? : An ecological approach to auditory event perception. *Ecological psychology*, 5(1):1–29. (Cité en pages 10, 11 et 13.)
- [Gibson, 1979] GIBSON, J. J. (1979). *The ecological approach to visual perception*. Psychology Press. (Cité en page 12.)
- [Graham, 1999] GRAHAM, R. (1999). Use of auditory icons as emergency warnings : evaluation within a vehicle collision avoidance application. *Ergonomics*, 42(9):1233–1248. (Cité en page 2.)
- [Guillemain *et al.*, 2005] GUILLEMAIN, P., KERGOMARD, J. et VOINIER, T. (2005). Real-time synthesis of clarinet-like instruments using digital impedance models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(1):483–494. (Cité en page 11.)
- [Hertz, 1881] HERTZ, H. (1881). On the contact of elastic solids. *Z. Reine Angew. Mathematik*, 92:156–171. (Cité en pages 34 et 100.)

- [Hiller et Ruiz, 1971] HILLER, L. et RUIZ, P. (1971). Synthesizing musical sounds by solving the wave equation for vibrating objects : Part 1. *Journal of the Audio Engineering Society*, 19(6):462–470. (Cité en page 6.)
- [Horvay et Veluswami, 1980] HORVAY, G. et VELUSWAMI, M. (1980). Hertzian impact of two elastic spheres in the presence of surface damping. *Acta Mechanica*, 35(3):285–290. (Cité en page 36.)
- [Hou et al., 1969] HOU, S. et al. (1969). Review of modal synthesis techniques and a new approach. *Shock and vibration bulletin*, 40(4):25–39. (Cité en page 7.)
- [Houix et al., 2012] HOUIX, O., LEMAITRE, G., MISDARIIS, N., SUSINI, P. et URDAPILLETA, I. (2012). A lexical analysis of environmental sound categories. *Journal of Experimental Psychology : Applied*, 18(1):52. (Cité en page 19.)
- [Hughes et al., 1976] HUGHES, T. J., TAYLOR, R. L., SACKMAN, J. L., CURNIER, A. et KANOKNUKULCHAI, W. (1976). A finite element method for a class of contact-impact problems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 8(3): 249–276. (Cité en page 35.)
- [Hunt et Crossley, 1975] HUNT, K. et CROSSLEY, E. (1975). Coefficient of restitution interpreted as damping in vibroimpact. *Journal of Applied Mechanics*. (Cité en page 36.)
- [Issanchou et al., 2018] ISSANCHOU, C., LE CARROU, J.-L., TOUZÉ, C., FABRE, B. et DOARÉ, O. (2018). String/frets contacts in the electric bass sound : Simulations and experiments. *Applied Acoustics*, 129:217–228. (Cité en pages 6 et 35.)
- [Jaffe et Smith, 1983] JAFFE, D. A. et SMITH, J. O. (1983). Extensions of the karplus-strong plucked-string algorithm. *Computer Music Journal*, 7(2):56–69. (Cité en page 6.)
- [Jensenius et Lyons, 2017] JENSENIUS, A. R. et LYONS, M. J. (2017). *A NIME reader : Fifteen years of new interfaces for musical expression*, volume 3. Springer. (Cité en page 11.)
- [Kac, 1966] KAC, M. (1966). Can one hear the shape of a drum? *The American Mathematical Monthly*, 73(4P2):1–23. (Cité en page 130.)
- [Karplus et Strong, 1983] KARPLUS, K. et STRONG, A. (1983). Digital synthesis of plucked-string and drum timbres. *Computer Music Journal*, 7(2):43–55. (Cité en page 5.)
- [Kelly et Lochbaum, 1962] KELLY, J. L. et LOCHBAUM, C. C. (1962). Speech synthesis. In *Proceedings of 4th International Congress on Acoustics*. (Cité en page 5.)
- [Klingbeil, 2005] KLINGBEIL, M. (2005). Software for spectral analysis, editing, and synthesis. In *ICMC*. (Cité en page 8.)
- [Krishnaswamy et Smith, 2003] KRISHNASWAMY, A. et SMITH, J. O. (2003). Methods for simulating string collisions with rigid spatial obstacles. In *Proceedings of 2003 IEEE Workshop on Applications of Signal Processing to Audio and Acoustics (IEEE Cat. No. 03TH8684)*, pages 233–236. IEEE. (Cité en page 35.)

- [Kunkler-Peck et Turvey, 2000] KUNKLER-PECK, A. J. et TURVEY, M. T. (2000). Hearing shape. *Journal of Experimental psychology : human perception and performance*, 26(1):279. (Cité en page 113.)
- [Lakatos *et al.*, 1997] LAKATOS, S., MCADAMS, S. et CAUSSÉ, R. (1997). The representation of auditory source characteristics : Simple geometric form. *Perception & psychophysics*, 59(8):1180–1190. (Cité en page 113.)
- [Legge et Fletcher, 1989] LEGGE, K. et FLETCHER, N. H. (1989). Nonlinearity, chaos, and the sound of shallow gongs. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 86(6):2439–2443. (Cité en pages 53 et 55.)
- [Leonard et Cadoz, 2015] LEONARD, J. et CADOZ, C. (2015). Physical modelling concepts for a collection of multisensory virtual musical instruments. In *Proceedings of New Interfaces for Musical Expression 2015*, pages 150–155. (Cité en page 18.)
- [Leonard et Villeneuve, 2020] LEONARD, J. et VILLENEUVE, J. (2020). Design and implementation of real-time physically-based virtual musical instruments : a balancing act. In *Proceedings of SMC Sound and Music Computing Conference*, pages 455–458. (Cité en page 6.)
- [Lutfi et Oh, 1997] LUTFI, R. A. et OH, E. L. (1997). Auditory discrimination of material changes in a struck-clamped bar. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(6):3647–3656. (Cité en page 113.)
- [Mathews et Guttman, 1959] MATHEWS, M. et GUTTMAN, N. (1959). Generation of music by a digital computer. In *Proceedings of the Third International Congress on Acoustics Amsterdam : Elsevier Publishing Company*. (Cité en page 4.)
- [Mathews et Smith, 2003] MATHEWS, M. et SMITH, J. O. (2003). Methods for synthesizing very high Q parametrically well behaved two pole filters. In *Proceedings of the Stockholm Musical Acoustics Conference (SMAC 2003)(Stockholm), Royal Swedish Academy of Music (August 2003)*. (Cité en pages 15 et 89.)
- [McAdams et Bigand, 1993] MCADAMS, S. et BIGAND, E. (1993). Thinking in sound : The cognitive psychology of human audition. In *Based on the fourth workshop in the Tutorial Workshop series organized by the Hearing Group of the French Acoustical Society*. Clarendon Press/Oxford University Press. (Cité en page 12.)
- [McAulay et Quatieri, 1988] MCAULAY, R. et QUATIERI, T. (1988). Speech processing based on a sinusoidal model. *The Lincoln Laboratory Journal*, 1(2):153–168. (Cité en pages 8 et 58.)
- [Meynard et Torrèsani, 2018] MEYNARD, A. et TORRÉSANI, B. (2018). Spectral analysis for nonstationary audio. *IEEE/ACM Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*, 26(12):2371–2380. (Cité en page 158.)
- [Monteil *et al.*, 2015] MONTEIL, M., THOMAS, O. et TOUZÉ, C. (2015). Identification of mode couplings in nonlinear vibrations of the steelpan. *Applied Acoustics*, 89:1–15. (Cité en page 147.)

- [Papetti *et al.*, 2011] PAPETTI, S., AVANZINI, F. et ROCCHESO, D. (2011). Numerical methods for a nonlinear impact model : a comparative study with closed-form corrections. *IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*, 19(7):2146–2158. (Cité en page 35.)
- [Patrício da Silva et Krauth, 1997] Patrício da SILVA, P. et KRAUTH, W. (1997). Numerical solutions of the Von Karman equations for a thin plate. *International Journal of Modern Physics C*, 8(02):427–434. (Cité en page 53.)
- [Picard *et al.*, 2009] PICARD, C., FAURE, F., DRETTAKIS, G. et KRY, P. (2009). A robust and multi-scale modal analysis for sound synthesis. In *Proceedings of DAFX-09-12th International Conference on Digital Audio Effects*, pages 1–7. (Cité en page 7.)
- [Pierce et Van Duyne, 1997] PIERCE, J. R. et VAN DUYN, S. A. (1997). A passive nonlinear digital filter design which facilitates physics-based sound synthesis of highly nonlinear musical instruments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 101(2):1120–1126. (Cité en page 19.)
- [Pruvost *et al.*, 2015] PRUVOST, L., SCHERRER, B., ARAMAKI, M., YSTAD, S. et KRONLAND-MARTINET, R. (2015). Perception-based interactive sound synthesis of morphing solids’ interactions. In *SIGGRAPH Asia 2015 Technical Briefs*, pages 1–4. (Cité en page 2.)
- [Raghuvanshi *et al.*, 2007] RAGHUVANSHI, N., LAUTERBACH, C., CHANDAK, A., MANOCHA, D. et LIN, M. C. (2007). Real-time sound synthesis and propagation for games. *Communications of the ACM*, 50(7):66–73. (Cité en page 5.)
- [Rakovec *et al.*, 2013] RAKOVEC, C.-E., ARAMAKI, M. et KRONLAND-MARTINET, R. (2013). Perception of material and shape of impacted everyday objects. *Proc. of 10th CMMR*, pages 943–959. (Cité en pages 113 et 119.)
- [Rocchesso et Fontana, 2003] ROCCHESO, D. et FONTANA, F. (2003). *The sounding object*. IEEE Computer Society. (Cité en pages 5 et 10.)
- [Rosi *et al.*, 2020] ROSI, V., HOUIX, O., MISDARIIS, N. et SUSINI, P. (2020). Uncovering the meaning of four semantic attributes of sound : Bright, warm, round and rough interviews with sound experts. In *Proceedings of TIMBRE-2020*. (Cité en page 9.)
- [Roy et Kailath, 1989] ROY, R. et KAILATH, T. (1989). Esprit-estimation of signal parameters via rotational invariance techniques. *IEEE Transactions on acoustics, speech, and signal processing*, 37(7):984–995. (Cité en page 7.)
- [Scavone, 1999] SCAVONE, G. P. (1999). Modeling wind instrument sound radiation using digital waveguides. In *Proceedings of ICMC*. (Cité en page 9.)
- [Schafer, 1993] SCHAFER, R. M. (1993). *The soundscape : Our sonic environment and the tuning of the world*. Simon and Schuster. (Cité en page 11.)
- [Schubert et Wolfe, 2006] SCHUBERT, E. et WOLFE, J. (2006). Does timbral brightness scale with frequency and spectral centroid? *Acta acustica united with acustica*, 92(5):820–825. (Cité en page 9.)

- [Serafin *et al.*, 2015] SERAFIN, S., NORDAHL, R., ERKUT, C., GERONAZZO, M., AVANZINI, F. et de GÖTZEN, A. (2015). Sonic interaction in virtual environments. In *Proceedings of 2015 IEEE 2nd VR Workshop on Sonic Interactions for Virtual Environments (SIVE)*, pages 1–2. IEEE. (Cité en page 2.)
- [Serra, 1990] SERRA, X. (1990). *A system for sound analysis/transformation/synthesis based on a deterministic plus stochastic decomposition*. Thèse de doctorat, Stanford University. (Cité en page 8.)
- [Serra et Smith, 1990] SERRA, X. et SMITH, J. (1990). Spectral modeling synthesis : A sound analysis/synthesis system based on a deterministic plus stochastic decomposition. *Computer Music Journal*, 14(4):12–24. (Cité en page 8.)
- [Skare et Abel, 2019] SKARE, T. et ABEL, J. (2019). Real-time modal synthesis of crash cymbals with nonlinear approximations, using a GPU. In *Proceedings of the 22nd International Conference on Digital Audio Effects*. (Cité en page 158.)
- [Slawson, 1981] SLAWSON, W. (1981). The color of sound : a theoretical study in musical timbre. *Music Theory Spectrum*, 3:132–141. (Cité en page 9.)
- [Smith, 1992] SMITH, J. O. (1992). Physical modeling using digital waveguides. *Computer music journal*, 16(4):74–91. (Cité en page 6.)
- [Susini *et al.*, 2014] SUSINI, P., HOUIX, O. et MISDARIIS, N. (2014). Sound design : an applied, experimental framework to study the perception of everyday sounds. *The New Soundtrack*, 4(2):103–121. (Cité en pages 1 et 4.)
- [Thomas *et al.*, 2005a] THOMAS, O., LUMINAIS, E. et TOUZÉ, C. (2005a). Non-linear modal interactions in free-edge thin spherical shells : measurements of a 1 : 1 : 2 internal resonance. In *Proceedings of 3rd MIT Conf. Computational Fluid and Solid Mechanics, Boston*. (Cité en page 55.)
- [Thomas *et al.*, 2005b] THOMAS, O., TOUZÉ, C. et CHAIGNE, A. (2005b). Non-linear vibrations of free-edge thin spherical shells : modal interaction rules and 1 : 1 : 2 internal resonance. *International Journal of Solids and Structures*, 42(11-12):3339–3373. (Cité en page 55.)
- [Thoret *et al.*, 2013] THORET, E., ARAMAKI, M., GONDRE, C., KRONLAND-MARTINET, R. et YSTAD, S. (2013). Controlling a non linear friction model for evocative sound synthesis applications. In *Proceedings of International Conference on Digital Audio Effects (DAFx)*. (Cité en pages 10, 11, 16, 17, 18, 26 et 100.)
- [Thoret *et al.*, 2016] THORET, E., ARAMAKI, M., GONDRE, C., YSTAD, S. et KRONLAND-MARTINET, R. (2016). Eluding the physical constraints in a non-linear interaction sound synthesis model for gesture guidance. *Applied Sciences*, 6(7):192. (Cité en page 18.)
- [Tolonen *et al.*, 2000] TOLONEN, T., VALIMAKI, V. et KARJALAINEN, M. (2000). Modeling of tension modulation nonlinearity in plucked strings. *IEEE Transactions on Speech and Audio Processing*, 8(3):300–310. (Cité en page 147.)

- [Torin, 2016] TORIN, A. (2016). *Percussion instrument modelling in 3D : Sound synthesis through time domain numerical simulation*. Thèse de doctorat, University of Edinburgh. (Cité en page 55.)
- [Tucker et Brown, 2002] TUCKER, S. et BROWN, G. J. (2002). Investigating the perception of the size, shape and material of damped and free vibrating plates. *University of Sheffield, Department of Computer Science Technical Report CS-02-10*. (Cité en page 119.)
- [Van Den Doel *et al.*, 2001] VAN DEN DOEL, K., KRY, P. G. et PAI, D. K. (2001). Foleyautomatic : physically-based sound effects for interactive simulation and animation. *In Proceedings of the 28th annual conference on Computer graphics and interactive techniques*, pages 537–544. (Cité en pages 41 et 101.)
- [Van Duyne et Smith, 1993] VAN DUYNÉ, S. A. et SMITH, J. O. (1993). Physical modeling with the 2-d digital waveguide mesh. *In Proceedings of the international computer music conference*, pages 40–47. (Cité en page 6.)
- [Vassilakis et Kendall, 2010] VASSILAKIS, P. N. et KENDALL, R. A. (2010). Psychoacoustic and cognitive aspects of auditory roughness : definitions, models, and applications. *In Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers. (Cité en pages 9 et 51.)
- [Verron *et al.*, 2009] VERRON, C., ARAMAKI, M., KRONLAND-MARTINET, R. et PALLONE, G. (2009). A 3-d immersive synthesizer for environmental sounds. *IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*, 18(6):1550–1561. (Cité en page 10.)
- [Vyasarayani *et al.*, 2009] VYASARAYANI, C. P., BIRKETT, S. et MCPHEE, J. (2009). Modeling the dynamics of a vibrating string with a finite distributed unilateral constraint : Application to the sitar. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 125(6):3673–3682. (Cité en page 35.)
- [Wanderley et Depalle, 2004] WANDERLEY, M. M. et DEPALLE, P. (2004). Gestural control of sound synthesis. *Proceedings of the IEEE*, 92(4):632–644. (Cité en page 11.)
- [Warren et Verbrugge, 1984] WARREN, W. H. et VERBRUGGE, R. R. (1984). Auditory perception of breaking and bouncing events : a case study in ecological acoustics. *Journal of Experimental Psychology : Human perception and performance*, 10(5):704. (Cité en page 12.)
- [Webster et Sanderson, 2021] WEBSTER, C. S. et SANDERSON, P. (2021). Need for a new paradigm in the design of alarms for patient monitors and medical devices. *British Journal of Anaesthesia*. (Cité en page 2.)
- [Wessel, 1979] WESSEL, D. L. (1979). Timbre space as a musical control structure. *Computer Music Journal*, pages 45–52. (Cité en page 9.)
- [Wildes et Richards, 1988] WILDES, R. P. et RICHARDS, W. A. (1988). Recovering material properties from sound. *Natural computation*, pages 356–363. (Cité en page 113.)

- [Willemsen *et al.*, 2019] WILLEMSSEN, S., ANDERSSON, N. S., SERAFIN, S. et BILBAO, S. (2019). Real-time control of large-scale modular physical models using the SENSEL morph. *In Proceedings of 16th Sound and music computing conference*, pages 151–158. Sound and Music Computing Network. (Cité en pages 5 et 7.)
- [Wriggers et Laursen, 2006] WRIGGERS, P. et LAURSEN, T. A. (2006). *Computational contact mechanics*, volume 2. Springer. (Cité en page 34.)
- [Ypma, 1995] YPMA, T. J. (1995). Historical development of the Newton–Raphson method. *SIAM review*, 37(4):531–551. (Cité en page 38.)
- [Ystad *et al.*, 2019] YSTAD, S., ARAMAKI, M. et KRONLAND-MARTINET, R. (2019). Timbre from sound synthesis and high-level control perspectives. *In Timbre : Acoustics, Perception, and Cognition*, pages 361–389. Springer. (Cité en page 9.)
- [Zhou *et al.*, 2016] ZHOU, Q., SARIOLA, V., LATIFI, K. et LIIMATAINEN, V. (2016). Controlling the motion of multiple objects on a Chladni plate. *Nature communications*, 7(1):1–10. (Cité en page 52.)

Résumé :

Le travail effectué dans cette thèse a pour objectif de concevoir un modèle pour la synthèse de son d'environnement prenant en compte les phénomènes non-linéaires intervenant dans la modélisation physique des sources sonores. Nous cherchons à proposer un modèle simplifié du signal sonore en adéquation avec la perception humaine. La méthodologie suivie consiste à : générer un corpus par la simulation physique de sources sonores dont le comportement non-linéaire est représentatif de percepts sonores préalablement classifiés ; déterminer les morphologies sonores correspondantes à partir de l'analyse des signaux non-stationnaires du corpus ; concevoir un modèle de signal simplifié cohérent avec la perception ; évaluer et calibrer la transcription du phénomène dans le modèle de signal à l'aide de tests d'écoute.

Après avoir précisé le contexte et les enjeux de ce sujet, nous présentons la génération d'un corpus de sons et les déterminations des morphologies sonores associées pour deux cas de figures caractéristiques des phénomènes non-linéaires dans la production des sons solidiens : la perturbation des vibrations d'une corde raide par un obstacle rigide et les vibrations d'une plaque mince pour de grandes amplitudes de vibrations élastiques. Nous en avons déduit qu'un aspect commun à ces deux cas de figure était les transferts d'énergie vers les hautes fréquences.

Nous proposons ensuite un modèle de signal pour les transferts d'énergie entre les modes pour la synthèse de sons correspondant à des phénomènes non-linéaires et nous évaluons la transcription des phénomènes par le modèle de signal à l'aide de tests d'écoute.

Mots clés : Synthèse sonore, Contrôle, Collisions, Turbulence d'onde.

Physical nonlinearity and auditory perception

Abstract : The objective of the research work presented in this thesis is to design a model for environmental sound synthesis that takes into account the non-linear phenomena involved in the physical modelling of sound sources. We aim to propose a simplified model of the sound signal consistent with human perception. The methodology followed consists of : generating a corpus by the physical simulation of sound sources whose non-linear behaviour is representative of previously classified sound percepts ; determining the corresponding sound morphologies from the analysis of the non-stationary signals of the corpus ; design a simplified signal model consistent with the perception ; evaluate and calibrate the transcription of the phenomenon in the signal model using listening tests.

After having specified the context and the challenges of this subject, we present the generation of a corpus of sounds and the determinations of the associated sound morphologies for two typical cases of non-linear phenomena in the production of solid sounds : the perturbation of the vibrations of a stiff string by a rigid obstacle and the vibrations of a thin plate for large amplitudes of elastic vibrations. We deduce that one aspect common to these two cases is the energy transfers towards high frequency components.

We then propose a signal model for the energy transfers between frequency components for the synthesis of sounds corresponding to non-linear phenomena and we evaluate the transcription of the phenomena by the signal model using listening tests.

Keywords : Sound-synthesis, Control, Collisions, Wave-turbulence.
