HAL
archives-ouvertes.fr

Contribution à l'étude des non-linéarités au sein d'une association amplificateur-transducteur : atténuation des distorsions par un mode de contrôle en courant

Mehran Erza

▶ **To cite this version:**

Mehran Erza. Contribution à l'étude des non-linéarités au sein d'une association amplificateur-transducteur : atténuation des distorsions par un mode de contrôle en courant. Acoustique [physics.class-ph]. Université du Maine, 2013. Français. <NNT : 2013LEMA1032>. <tel-01299517>

HAL Id: tel-01299517
https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01299517

Submitted on 7 Apr 2016

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.

l'université nantes angers le mans
PÔLE DE RECHERCHE ET D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

Université du Maine
Le Mans - Laval

Thèse de Doctorat

Mehran ERZA

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université du Maine
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans

École doctorale : SPIGA

Discipline : 60ème et 63ème sections CNU
Spécialité : Electroacoustique
Unité de recherche : LAUM UMR CNRS 6613

Soutenue le 22 novembre 2013
Thèse N° :

Contribution à l'étude des non-linéarités au sein d'une association amplificateur-transducteur

Atténuation des distorsions par un mode de contrôle en courant

JURY

Président :	**Bruno BÊCHE,** Professeur, Université de Rennes, Membre de l'IUF
Rapporteurs :	**Philippe HERZOG**, DR CNRS, LMA, Marseille **Didier LECLERCQ**, Professeur, IEMN, Université de Lille I
Examinateurs :	**Romain RAVAUD**, Chef d'Entreprise, Société Whylot **Lionel CAMBERLEIN**, IGR, Université du Maine **Stéphane DURAND**, Maître de conférences HDR, Université du Maine
Invités :	**Élie LEFEUVRE**, Professeur, Université Paris Sud, ORSAY **Gaël PILLONNET**, Ingénieur-Chercheur, CEA, RGEE, LETI
Direction administrative de la Thèse :	**Guy LEMARQUAND**, Professeur, Université du Maine
Direction scientifique de la Thèse :	**Étienne GAVIOT**, Professeur, Université du Maine

Je dédie ce travail à ma mère en remerciement de tout son dévouement et l'aide précieuse qu'elle m'aura accordée tout au long de mon parcours.

AVANT-PROPOS

Remerciement est un mot, mais que reste-t-il en notre cœur ?

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM) dirigé par le Professeur Joël Gilbert assisté du Professeur Laurent Simon.

En premier lieu, j'exprime toute ma gratitude envers Monsieur Bruno Bêche, Professeur à l'IPR au sein de l'Université de Rennes et membre de l'Institut Universitaire de France, pour avoir accepté d'examiner mes travaux et d'avoir pris la peine de présider le jury lors de la présentation de mon exposé..

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur Philipe Herzog, Directeur de Recherche au CNRS, qui a montré beaucoup d'intérêt pour mes recherches et a accepté d'en être le rapporteur. Je suis très sensible à l'honneur qu'il me fait en participant à ce jury.

Monsieur le Professeur Didier Leclercq, de l'Université de Lille I, travaillant à l'Institut d'Electronique, Micro et Nano technologies (IEMN), s'est intéressé à mes travaux et a accepté d'en rédiger un rapport. Je l'en remercie vivement et suis très honoré de sa participation à ce jury.

Je suis très heureux que Monsieur Romain Ravaud, Directeur de l'entreprise Whylot et lauréat du *Scopus Young Scientist Award* 2011, fasse partie de ce jury. Je le remercie vivement de sa disponibilité tout au long de ce travail, et de l'intérêt qu'il a porté à cette recherche, ainsi que pour ses nombreux conseils particulièrement précieux.

J'exprime mes plus vifs remerciements à Monsieur Lionel Camberlein pour ses sages conseils et pour son investissement vis-à-vis de la conception et la réalisation des prototypes de micro transducteurs hybrides, sans lesquels ce travail n'aurait pu recevoir un complément d'ordre pratique, au-delà des modélisations.

Je tiens à remercier Monsieur Stéphane Durand, qui me fait l'honneur de participer à ce jury, et m'a fait profiter de ses conseils, notamment en matière d'informatique. Les nombreux encouragements qu'il m'a prodigués m'ont apporté un grand réconfort.

Monsieur le Professeur Elie Lefeuvre, de l'Université de Paris VI, et Monsieur Gaël Pillonnet, Ingénieur Chercheur au CEA, me font l'honneur d'accepter de participer à mon jury, après m'avoir apporté leur nombreux encouragements et leurs conseils au cours de mes travaux, notamment dans les moments difficiles. Je leur adresse donc mes plus vifs remerciements.

Je ne peux que remercier Etienne Gaviot, qui a assuré la direction scientifique de ma thèse, autant pour son soutien scientifique que pour son soutien moral, ainsi que pour le temps qu'il a consacré sans compter pour m'accompagner en mes recherches. C'est grâce à lui que les fruits de mes travaux ont pu être finalisés, et je ne saurais jamais traduire avec des mots ce qu'il m'a apporté scientifiquement et moralement. Il est sans doute la personne la plus importante et remarquable depuis mes études universitaires.

Je tiens à remercier Michel Bruneau, Professeur Emérite à l'Université du Maine, pour ses nombreux apports scientifiques et humains, particulièrement déterminants au cours de mes derniers mois de formation doctorale.

Mes remerciements vont également à Monsieur Frédéric Polet, qui a activement contribué à la réalisation des maquettes électroniques ayant permis d'étayer le bien fondé de ces travaux entre l'établissement du document et la soutenance.

Je remercie également Alain Fermy, travaillant au sein de l'atelier de mécanique de l'IUT de Figeac pour son aide à l'établissement d'un matériel de caractérisation dont je n'ai pas pu hélas disposer pour des raisons de réaffectations tardive de ce matériel. Alain m'a considérablement aidé aux cours de mon travail réalisé à Figeac.

Je remercie vivement Pascal Tournier pour avoir m'encadré lors de ma mission complémentaire d'expertise au sein de la société de *ON Semiconductor* à Toulouse.

Je présente également tous mes remerciements au personnel de l'IUT de Figeac qui m'a accueilli chaleureusement, notamment : Patrick Tirache, Pascal Lacaze, Jean-Claude Stalla, José Lample, Patricia Gontier, Thierry Simon, Safia Cailleau, José Barale, Jean-louis Cance et Annie Cavarroc.

Enfin, je remercie bien amicalement toutes les personnes qui m'ont soutenu pendant ces trois années quelque fois compliquées. Les limites finies de mon mémoire et le volume imparti en ce paragraphe ne me permettent pas de les mentionner.

LAUM UMR-CNRS 6613

TITRE du document

Contribution à l'étude des non-linéarités au sein d'une association amplificateur-transducteur – Atténuation des distorsions par un mode de contrôle en courant

Thèse de doctorat de Mehran Erza présentée le 22 novembre 2013

Liste des symboles les plus employés

Caractères Romains					
a	Accélération	**m/s²**	**S**	Surface	**m²**
$\mathbf{A_{dBmW}}$	Niveau Volume Unit (**VU**)		**t**	Temps	**s**
$\mathbf{A_i}$	Transconductance	**A/V**	$\mathbf{T_{melt}}$	Température de fusion	**°C**
$\mathbf{A_o}$	Gain de boucle ouverte en tension	**V/V**	**U**	Tension	**V**
$\mathbf{A_v}$	Gain en tension	**V/V**	**V**	Tension	**V**
$\mathbf{b_i}$,	**Coefficients facteur de force**	[USI]	*V*	Vitesse de l'équipage mobile	m/s
B	Champ d'induction magnétique	**T**	**W**	Travail	**J**
$\mathbf{B_l}$	Facteur de force	**N/A ≡ T.m**	**x**	Déplacement	m
c	Célérité du son	m/s	*X*	Déplacement de l'équipage mobile	m
$\mathbf{c_i}$,	**Coefficients facteur de force**	[USI]	**Y**	Admittance	$\mathbf{\Omega^{-1}}$
CDI	Current Drive Index	∅	$\mathbf{Y_i}$	Paramètre auxiliaire de calcul	m
$\mathbf{Dy_{dB}}$	Dynamique d'un signal en dB	∅	**Z**	Impédance	**Ω**
e	Symbole de parité (*even*) écrit en indice		$\mathbf{Z_{HP}}$	Impédance de transducteur	**Ω**
E	Niveau de tension	**V**			
f	Fréquence	**Hz ≡ s^{-1}**			
f_m	Coef. Frottement fluide	N/(m/s)≡kg/s	**Caractères Grecs**		
F	Force	**N**			
$\mathbf{g_i}$	Coefficient auxiliaire Rigidité	N/(m^{i+1}.kg)	**α**	Coefficient de dérive thermique	$\mathbf{°C^{-1}}$
G	Gain en boucle	**V/V**	**α**	Coefficient linéaire	∅
$\mathbf{i_0}$	Intensité (amplitude)	**A**	**β**	Coefficient non linéaire	$\mathbf{A^{-1}}$
I	Intensité (module)	**A**	γ	Coefficient non linéaire	$\mathbf{A^{-2}}$
j	Indice	∅	**δ**	Coefficient non linéaire	$\mathbf{A^{-3}}$
j	$\sqrt{-1}$	∅	**ε**		
k_m	Rigidité élastique	N/m	**η%**	Rendement en %	∅
l	Longueur de fil d'enroulement	m	**φ**	Angle de phase (Degré)	∅
$\mathbf{L_e}$	Inductance (parfois para inductance)	H	**φ**	Force massique de pilotage	N/kg
m	Indice	∅	**λ**	Longueur d'onde	**m**
$\mathbf{M_m}$	Masse de l'équipage mobile	Kg	$\mathbf{\Pi_{e\%}}$	Taux de parité %	∅
n	Indice	∅	$\mathbf{\Pi_{O\%}}$	Taux d'imparité %	∅
o	Symbole d'imparité (*odd*) écrit en indice		**θ**	Température	**°C**
p	Variable de Laplace **j.ω**	s^{-1}	**ρ**	Masse volumique	$\mathbf{kg/m^3}$
p_m	Pression acoustique	Pa	ρ	Résistivité électrique	**μΩ.cm**
P	Puissance	W	**ψ**	Angle de phase (Degré)	∅
P_m	Intensité acoustique	W/m²	**ω**	Vitesse angulaire (rad/s)	$\mathbf{s^{-1}}$
$\mathscr{P}_i$	Polynôme caractéristique	**s²**			
$\mathbf{Q_e}$	Facteur de résonance électrique	∅			
$\mathbf{Q_m}$	Facteur de résonance mécanique	∅			
R	Résistance électrique	**Ω**			
$\mathbf{R_e}$	Résistance morte d'enroulement (DC)	**Ω**			

Contribution à l'étude des non-linéarités au sein d'une association amplificateur-transducteur – Atténuation des distorsions par un mode de contrôle en courant

RÉSUMÉ

Le présent document est le fruit d'un travail réalisé au LAUM, dans le cadre d'une formation doctorale finalisée au sein de l'université du Maine. Dans le cadre de la problématique abordée, le premier objectif concerne la caractérisation des défauts en termes de distorsion, notamment non linéaire, observables sur les haut-parleurs électrodynamiques. En effet, des structures hybrides (micromécanique et microtechnologies) sont en cours de développement au laboratoire. Le second se rapporte au contrôle de tels transducteurs au regard du débat portant sur les avantages intrinsèques et les inconvénients présentés par l'électronique d'un pilotage en intensité.

Après rappel et justification des principales définitions permettant d'appréhender les mesures électroacoustiques, la structure et les propriétés des haut-parleurs font l'objet d'une première analyse, discutée dans le cadre des hypothèses de linéarité. Les exemples et les caractéristiques décrits en termes de fonctions de transfert sont présentés autour d'un transducteur générique illustrant l'état de la technique. Les principes de la commande en courant sont ensuite présentés, compte tenu des caractéristiques observables avec les amplificateurs opérationnels de puissance disponibles actuellement. Au regard du maintien de l'intégrité de l'indice de contrôle en courant (*Control Drive Index*), les problèmes de réjection du pic de résonance mécanique et des hautes fréquences sont discutés autour de structures de filtrages. Ces dernières sont soit incorporées à la boucle de *feedback* et adaptées au transducteur, soit disposées en *feedforward*.

Ce n'est qu'au-delà de ces considérations affectant les transducteurs au premier ordre que sont examinés les comportements non linéaires. Après une analyse fondamentale se rapportant aux définitions et aux caractéristiques de non-linéarité, une évaluation analytique en régime monofréquentiel est présentée, portant sur un transducteur commandé en courant. L'analyse est ensuite élargie et généralisée au moyen de modèles numériques réalisés avec les progiciels Simulink® et PSpice® considérant en outre des signaux de sollicitations bitonales. Ces modèles, appliqués à divers dispositifs de l'état de la technique, fournissent des résultats conformes à ceux de la littérature récente et validés par l'expérience. Les prototypes de haut-parleurs hybrides réalisés au laboratoire et leurs divers facteurs d'imperfection seront ensuite caractérisés avec plusieurs modes de sollicitations et de conditionnement. Au-delà de la *simple* modélisation, le travail présenté vise à prendre en compte la conception électronique et les difficultés inhérentes à la mise en œuvre de transducteurs hybrides.

LAUM

SOMMAIRE

Liste des symboles…….. 1
Résumé……..…… 2
Introduction générale……..…. 7

Chapitre I 9
Signaux et dispositifs spécifiques pour la reproduction sonore

1. Liminaire ……...……...……...……...……...……...……..... 9

2. Qualification des signaux pour les procédés de traitement audio ……..….. 10
2.1 Critères énergétiques à la base des mesures de niveau …… 10
2.1.1 Transmittance d'un système électronique ……. 11
2.1.2 Niveau des signaux et grandeurs RMS (*Root Mean Square*) ……. 12
2.1.3 Niveau des signaux et grandeurs définies en dB …… 13
2.1.3.1 Définition énergétique des grandeurs en dB …… 13
2.1.3.2 Conventions métrologiques rapportées aux niveaux électriques mesurés en dB 14
2.1.3.3 Intérêt du concept de niveau exprimé en dB pour l'acoustique …… 15
2.1.3.4 Dynamique des systèmes, cas particulier du domaine audio ……. 16
2.2 Critères fréquentiels : Caractérisation de la distorsion harmonique ……. 16
2.2.1 Spécificité des signaux audio ……. 16
2.2.2 Altération des signaux audio caractérisée par la distorsion harmonique … 17
2.2.2.1 Domaine de définition ……. 17
2.2.2.2 Définitions en termes énergétiques des taux de distorsion harmonique (TDH) 17

3. Haut-parleurs électrodynamiques : Configuration et approche linéaire de leur comportement ……...……...……...……...……...……..... 18

3.1 Conformation d'un haut-parleur électrodynamique générique ……..… 18
3.2 Equations élémentaires du comportement mécanique et électrique …….. 19
3.2.1 Comportement mécanique d'un haut-parleur idéal …… 19
3.2.1.1 Inexactitudes observées pour un comportement mécanique réel …… 19
3.2.1.2 Le courant, grandeur naturelle de commande …….. 20
3.2.1.3 Comportement mécanique idéal dans le domaine temporel …… 21
3.2.1.4 L'accélération, grandeur représentative du niveau sonore ……. 23
3.2.1.5 Réponses indicielle et impulsionnelle de l'accélération vis-à-vis du courant 24
3.2.1.6 Caractéristiques des fonctions de transfert dans le domaine fréquence … 24
3.2.1.7 Représentation temporelle des observables d'un transducteur linéaire …. 27
3.2.1.8 Nature des non linéarités afférentes à la commande en courant ……..…… 31
3.2.2 Comportement électrique d'un haut-parleur mécaniquement idéal …….. 31
3.2.2.1 Comportement électrique du transducteur : stratégies de pilotage ……..... 32
3.2.2.2 De l'impédance motionnelle du transducteur et de son influence d'amortissement ……..…. 33

3.2.2.3 Confrontation entre le modèle idéal et les mesures du constructeur …….. 36
3.2.3 Remarques sur le faible rendement électroacoustique des transducteurs … 38
3.2.3.1 Origines majeures des pertes au sein du dispositif …… 38
3.2.3.2 Quantification du rendement au premier ordre …… 39

4. Modes idéaux de sollicitation : conditionneurs idéaux …… 39
4.1 Sollicitations idéales en tension et en courant ……. 40
4.1.1 Sollicitations idéales en tension ……. 40
4.2 Transconductance des structures fondamentales de sollicitation en courant ….. 43
4.2.1 Comparaison des structures fondamentales pour la sollicitation en courant ….. 44
4.2.2 Systèmes imparfaits : Indice de contrôle en courant (*Current Drivel Index* **CDI**) **44**
4.3 Vision idéale pour la réjection du pic de résonance : principe proposé …… 45
4.3.1 Optimisation de la réjection du pic de résonance …… 46
4.3.2 Exemple d'optimisation pour la réjection du pic de résonance ……. 46
4.4 Réjection du pic de résonance par compensation sur la boucle de feedback ….. 48
4.5 Autres perspectives quant à la réjection du pic de résonance …… 49
4.6 Commentaires et Conclusion quant au premier chapitre …….. 51

Références bibliographiques relatives au premier chapitre……..… 52

Chapitre II 55
Défauts altérant les systèmes, leurs origines et leurs quantifications analytiques

1. Altération spectrale afférente à deux grandeurs liées par une relation non linéaire 55
1.1 Non linéarités de base …… 55
1.1.1 Génération d'harmoniques lors d'une sollicitation sinusoïdale …… 56
1.1.2 Génération d'harmoniques lors d'une sollicitation bitonale ……. 56
1.1.3 Tracés caractéristiques pour des non linéarités paraboliques …….. 57
1.2 Sollicitation bitonale de systèmes présentant des non linéarités parabolique et cubique ……. 59
1.2.1 Tracés caractéristiques pour des non linéarités parabolique et cubique ……. 59
1.2.2 Contribution exclusive de la distorsion d'ordre trois à l'altération du spectre … 59
1.2.3 Distorsions faibles simultanément composées d'ordre deux et trois …… 60
1.2.4 Contribution exclusive d'une distorsion d'ordre quatre à l'altération du spectre 61
1.2.5 Synthèse des contributions de distorsion jusqu'à l'ordre quatre ……. 61

2. Altération spectrale afférente à l'effet Doppler …… 62
2.1 Vision simplifiée de l'effet Doppler …….. 62
2.2 Evaluation de l'influence perturbatrice de l'effet Doppler …… 63

3. Origines des altérations spectrales de types non linéaires ……. 64
3.1 Cas particulier de la dérive en température de la résistance R_e …… 64
3.2 Interactions entre le conditionneur générateur et les forces électromotrices de la charge ……... 65
3.3 Influence du facteur de force sur le comportement du transducteur …… 66
3.3.1 Quantification du caractère symétrique d'un paramètre …….. 66
3.3.2 Quantification du niveau des harmoniques de la fonction déplacement …….. 68

3.3.2.1 Développement des puissances de la valeur du déplacement …….. 68
3.3.2.2 Influence des non linéarités dues au facteur de force B_l …….. 68
3.3.3 Eléments de validation du mode de quantification analytique ……. 70
3.3.3.1 Eléments de critique objective à propos de la notice technique Morel® EM 428 70
3.3.3.2 Description des paramètres constitutifs de l'évolution du facteur de f ….. 71
3.3.3.3 Quantification des harmoniques X_n dues à l'imperfection du facteur de force 72
3.3.3.4 Quantification des harmoniques A_n dues à l'imperfection du facteur de force 73
3.3.4 Influence des non linéarités dues à la force solénoïde …… 75
3.3.5 Etude des non linéarités dues aux paramètres du membre de droite de la relation II.16.a …… 77
3.3.5.1 Influence des non linéarités dues à la rigidité k_m (respectivement la compliance C_m) …… 77
3.3.5.1.1 Respect de l'excursion maximale du diaphragme, et conséquences sur la représentation en termes de rigidité ou de compliance ……. 77
3.3.5.1.2 Détermination analytique des composantes de distorsion dues à l'expression de k_m ……. 78
3.3.5.2 Influence des non linéarités dues au frottement fluide f_m …… 82
3.3.5.2.1 Détermination analytique des non linéarités dues au frottement fluide f_m … 83
3.3.5.2.2 Confrontation des résultats analytiques et numériques …….. 85
3.3.5.2.3 Spéculations d'ordre métrologique …… 87
3.3.6 Prospectives quant à la représentation et à la structuration des composantes harmoniques ……. 88
3.3.6.1 Considérations portant sur les relations de parité dans la structuration des raies …… 89
3.3.6.2 Représentation et structuration des composantes harmoniques relatives à la rigidité ……. 90
3.4 Commentaires et Conclusion quant au deuxième chapitre …… 91

Références bibliographiques relatives au deuxième chapitre ……..…. 92

Chapitre III 93
Modélisation numérique du comportement de transducteurs couplés à leurs conditionneurs

1. Introduction au chapitre ……. 93
2. Les haut-parleurs étudiés …… 93
3. Mesure des paramètres des haut-parleurs référencés par le banc de mesure de Klippel® 94
3.1 Les modules de mesures disponibles …… 96
3.1.1 LPM : Module de mesure des paramètres linéaires …….. 96
3.1.1.1 Les principes de base du module LPM (*Linear Parameter Measurement*) …… 97
3.1.2 LSI (*Large Signal Identification*) : Identification des signaux à fort niveau ……. 98
3.1.2.1 Principe de fonctionnement du module LSI ……. 99
3.1.2.2 La technique d'ajustement ……. 99

4. Modèle non linéaire d'un haut-parleur électrodynamique réalisé avec Matlab/Simulink® …… 104
4.1 Détail de la simulation …… 104
4.2 Modèle du haut-parleur pour un mode de sollicitation en tension …… 104
4.2.1 Méthode de sollicitation bitonale …… 105

4.2.2 Distorsions non linéaires causées par la variation du facteur de force $B_l(x)$ ……. 107
4.2.3 Distorsions non linéaires causées par la variation de la raideur $k_m(x)$ ou K(x) … 110
4.2.4 Distorsions non linéaires causées par la variation de l'inductance $L_e(x)$ ……..… 111
4.2.5 Introduction de variations simultanées des paramètres ($B_l(x)$, $k_m(x)$ et $L_e(x)$) …. 114
4.3 Modèle du haut-parleur pour un mode de sollicitation en courant …….. 115
4.3.1 Distorsions non linéaires causées par la variation du facteur de force $B_l(x)$ …… 117
4.3.2 Distorsions non linéaires introduites par la variation de la raideur $k_m(x)$ …… 119
4.3.3 Distorsions non linéaires introduites par la variation de l'inductance $L_e(x)$ …… 121
4.3.4 Distorsions non linéaires causées par la variation simultanée de tous les paramètres 122

5. Etude du comportement de l'amplificateur réel et de ses limitations …… 124
5.1 Simulation des comportements non linéaires d'un amplificateur avec Orcad Capture® 125
5.1.1 Taux de distorsion harmonique …… 125
5.1.2 Simulation des comportements non linéaires liés au THD+N d'un amplificateur 126
5.1.3 Simulation du paramètre de *Slew rate* avec Orcad-Capture-PSpice® …… 128

6. Remarques à propos du Co-simulateur de SLPS ……. 129
6.1 Association d'un modèle de haut-parleur et d'un amplificateur avec SLPS …….. 129
6.1.1 Sollicitation en tension des haut-parleurs de référence par des amplificateurs réels 132
6.1.2 Influence de la valeur du gain en boucle *feedback* sur la non linéarité ……. 133
6.1.3 Comparaison entre les modes de sollicitation en tension et en courant …… 134

7. Remarque conclusive vis-à-vis de la section 6.1 …….. 137
7.1 Remarque conclusive vis-à-vis du troisième chapitre …… 137

Références bibliographiques relatives au troisième chapitre …….. 138

Conclusion générale, annexes et caractérisations …… 141

Liste des figures …… 143

Liste des tableaux ……. 147

Annexe I …… 149

Annexe II ……..…… 153

INTRODUCTION GENERALE

Le présent document est le fruit d'un travail réalisé au LAUM (UMR 6613), dans le cadre d'une formation doctorale finalisée au sein de l'université du Maine. L'un des objectifs initiaux était de caractériser les défauts, notamment en termes de non linéarités, observables sur des micro haut-parleurs réalisés suite au développement du projet SAIPON (contrat ANR juin 2009-2012). Toutefois, tant le manque de disponibilité des échantillons attendus que de données fiables s'y rapportant nous ont conduit à réorienter nos travaux, et à repenser nos modèles numériques réalisés avec Simulink® et PSpice® pour les valider en les appliquant à des dispositifs de l'état de la technique.

Dans un second temps, en février 2013 la possibilité de rejoindre les acteurs de l'équipe de microtechnologies du LAUM [Micro_Cap_Ouest] nous a été accordée, et un réagencement spécifique des activités de la salle blanche nous a permis d'avoir à disposition des prototypes de mini haut-parleurs de conception hybrides réalisés pour la circonstance par Lionel Camberlein. Les dispositifs électroniques de commande que nous avons modélisés sont actuellement testés au laboratoire avec l'aide de Frédéric Polet. Ainsi, les simulations initialement entreprises adjointes au développement d'une théorie analytique nous ont permis d'élargir l'étude avec un équilibre plus prononcé en matières de conception, modélisation, réalisation et caractérisation. Cette approche s'est finalement avérée particulièrement porteuse, en étayant les simulations numériques initialement entreprises, et en soulignant notamment l'intérêt d'avoir su coupler les procédures développées avec les progiciels ***Simulink***®et ***PSpice***®.

Concernant les aspects directement liés à l'acoustique, **ce travail s'inscrit dans l'action globale du LAUM**, où les transducteurs ont depuis l'origine du laboratoire été l'objet de nombreux travaux notoirement reconnus. Ainsi, sans préjudice aucun, **l'homme du métier des haut-parleurs disposant des connaissances de base de l'électronique, notamment en matière de filtrage, pourra sans difficulté prendre connaissance du cœur du travail au paragraphe 3 du deuxième chapitre**.

Dans le but de présenter un exposé didactique permettant au lecteur non spécialiste de comprendre la problématique et de réaliser les enjeux s'y afférents, nous avons considéré l'idéalisation d'un dispositif réel sur l'ensemble du premier chapitre, avant de prendre en compte les divers facteurs d'imperfection dans la suite de l'exposé. Les exemples illustrant les définitions et les propriétés des haut-parleurs se rapportent donc à un transducteur *medium* de moyenne gamme de l'état de la technique. Bien que l'exposé puisse paraître simpliste à bien des égards pour l'homme du métier des transducteurs, il était nécessaire d'établir avec rigueur la problématique limitée aux systèmes linéaires, avant de définir puis de quantifier les défauts principaux observables à la source des distorsions. En outre, le souci de didactisme marquant la première partie du mémoire se montre légitime au regard du caractère formel affectant généralement tous les travaux de modélisation numérique.

Le **chapitre premier** expose la problématique de l'association d'un transducteur idéalisé, donc linéaire, avec un amplificateur exempt de défaut : il s'agit donc d'une description de principe des systèmes observés au premier ordre. De fait, la seule caractérisation d'effets du deuxième ou troisième ordre, sans présenter de solution effective pour la correction des effets du premier ordre ne saurait guère comporter d'intérêt. Ainsi, nous avons considéré comme important **dès le premier chapitre** d'aborder les questions visant à solliciter le transducteur en courant, tout en prévoyant de compenser au mieux la résonance mécanique. Le problème de correction de l'augmentation du niveau des signaux en haute fréquence est moins approfondi, car considéré techniquement plus aisé, et sa solution systématiquement envisagée en mode *feedforward*. C'est donc dans cet esprit que nous décrivons une famille de solutions fondamentales de **faisabilité du contrôle en courant**, dépourvues du handicap lié au pic de résonance, **sans altérer l'indice de contrôle en courant** (*Control Drive Index*), ni exiger de modification drastique de la technologie du transducteur.

Le **deuxième chapitre** est consacré à une première approche de l'analyse des défauts intrinsèques des transducteurs. Après avoir introduit une typologie simple des phénomènes de non linéarités, une approche analytique du problème restreint à la commande en courant est proposée pour quantifier les cinq premières raies de distorsion harmonique.

Les influences de l'altération des paramètres en fonction du déplacement sont respectivement analysées pour les non linéarités associées aux termes moteurs de la sollicitation — avec l'action du

facteur de force $\mathbf{B_l}$, puis celle du caractère quadratique de la force solénoïde—, puis aux termes propres à la mécanique du transducteur. Ainsi, les influences respectives des non linéarités dues à la rigidité $\boldsymbol{k_m}$ et au coefficient de frottement fluide $\boldsymbol{f}_m$ —l'altération non linéaire est ici une fonction de la vitesse—, sont ensuite évaluées et comparées avec les résultats obtenus par le calcul numérique développé sous deux formes au moyen des progiciels ***Mathématica***® et ***Simulink***®.

La congruence des résultats semble justifier le bien fondé de notre approche analytique. De plus, cette dernière permet d'obtenir une **vision d'ensemble des distorsions** propres à chaque harmonique, ce que ne permet pas le calcul numérique habituellement appliqué au cas par cas. En outre, à l'inverse des habitudes de l'homme du métier, nous montrons l'intérêt de ne pas référer les niveaux de chaque composante harmonique à celui de la fondamentale, mais plutôt de prendre pour référence un niveau fixé, que nous avons choisi comme celui de l'accélération de la pesanteur. L'interprétation des comportements se trouve alors notablement simplifiée.

Le **troisième chapitre**, temps fort du travail réalisé, présente les résultats de l'analyse numérique conduite avec ***Simulink***® pour un ensemble de haut-parleurs, en vue de comparer les comportements des sollicitations en mode tension et en mode courant. La rédaction est conduite de manière relativement compacte, l'interprétation des résultats reposant majoritairement sur les deux chapitres précédents. Après une analyse ciblée sur les seuls défauts des transducteurs, la seconde partie du chapitre présente l'étude du comportement d'amplificateurs imparfaits, à l'aide du progiciel ***PSpice***®, largement reconnu par la communauté des électroniciens, en considérant divers composants intégrés de l'état de la technique. Enfin, les modèles réalisés peuvent être couplés entre eux à l'aide d'une procédure développée à l'usage du logiciel de co-simulation SLPS® permettant de simuler le comportement d'une association transducteur et amplificateur avec leurs défauts respectifs. Il se dégage un contraste assez marqué entre le niveau des distorsions observé, l'amplificateur, malgré ses défauts, restant beaucoup moins pénalisant que le transducteur, dont l'optimisation technologique demande encore de nombreux travaux, notamment considérant l'échelle réduite des micro haut-parleurs. Ainsi, les modèles présentés en ce chapitre donnent la possibilité de prédéfinir la valeur de tout observable électrique ou mécanique de l'ensemble d'un dispositif composite [amplificateur + transducteur]. La co-simulation impliquant l'interface Simulink-PSpice (SLPS) apparaît comme une **nouveauté vis-à-vis de l'état de la technique**.

En termes de dernier chapitre, la **conclusion générale** regroupe les résultats de caractérisation et de mesures relatifs aux haut-parleurs ayant fait l'objet des simulations, avec notamment une brève description des prototypes réalisés en salle blanche. Les résultats portant sur leur commande en courant étant encore à l'étude, les perspectives de développement attendus sont résumées, avant de devenir à très court terme l'objet de la suite de ces travaux.

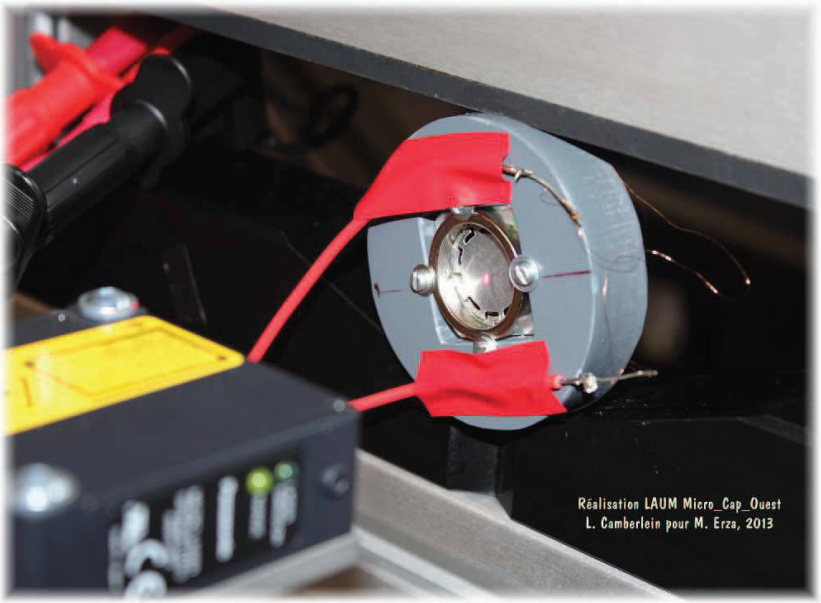


Planche I : Micro transducteur hybride en cours de test (Banc de mesure Klippel®)

CHAPITRE I

Signaux et dispositifs spécifiques pour la reproduction sonore

1. Liminaire

Depuis le début du vingtième siècle le problème de la reproduction fidèle des sons a trouvé une solution au travers de la mise en œuvre des haut-parleurs électrodynamiques. Le recours à ces dispositifs a exigé le développement et le perfectionnement simultané d'amplificateurs adaptés à cette application, et en retour l'évolution de l'électronique a bénéficié des exigences simultanées d'amélioration des transducteurs et des amplificateurs. Ces développements technologiques sont maintenant concrétisés par la miniaturisation et l'intégration des dispositifs, mais le problème de la limitation des distorsions est resté d'actualité.

La première partie de ce chapitre est consacrée aux propriétés énergétiques et à la caractérisation des signaux associés à la métrologie électrique et plus particulièrement à l'électroacoustique. Une étude des haut-parleurs vus en tant qu'objets de la physique et au sens de la théorie des systèmes, permet de dégager les caractéristiques les plus essentielles de ces dispositifs.

Dans l'hypothèse de linéarité observée tout au long de ce chapitre, l'étude des observables à l'aide de fonctions de transferts apporte la compréhension du comportement sur l'échelle fréquentielle opérationnelle pour un transducteur. Il apparaît en premier lieu un caractère essentiellement de filtrage du second ordre affecté d'une fréquence spécifique de résonance mécanique. Les conséquences de ce point fondamental observé tant pour le déplacement de la membrane, sa vitesse et son accélération conduisent à rechercher impérativement l'oblitération de ce phénomène.

Dans le cas d'un contrôle en tension —vision selon **Thévenin**—, c'est le comportement électrique du transducteur, à travers son impédance motionnelle, qui permet d'atténuer considérablement la résonance, mais dans le cas du contrôle en courant il importe de prévoir une fonction de filtrage spécifique dont la mise en œuvre n'altère pas le caractère d'impédance infinie propre aux sollicitations en courant —vision selon **Norton**—.

Il nous a donc été demandé de détailler ces dernières considérations d'ordre électroniques au sein de ce premier chapitre, en soulignant les spécificités liées à la mise en œuvre des convertisseurs Tension-Courant. Initialement, le domaine audio s'éloigne de manière significative de celui de l'instrumentation, au travers de l'absence de prise en compte du régime permanent. Toutefois, en matière de développement l'étude de tels dispositifs bénéficie de fait de la prise en compte des composantes continues puisqu'un contrôle de phase devient alors possible.

Enfin, pour mettre en valeur le caractère général de l'approche choisie, nous appliquons nos considérations à un transducteur *medium* de moyenne puissance sous 4 Ω, disponible en l'état de la technique. Ainsi, par voie de conséquence, le recours aux principes présentés devient particulièrement avantageux dans le cas des mini et micro haut-parleurs travaillant avec des puissances de moindres valeurs, généralement en termes de charges présentées à la source sous des impédances nominales de 16 Ω ou de 32 Ω.

Remarque : Les exemples exposés dans ce chapitre ont été principalement traités à l'aide du logiciel Mathcad® dont les graphiques ont été ensuite repris et annotés sur CorelDraw® avant d'être reportés sous Word® dans ce document.

2. Qualification des signaux pour les procédés de traitement audio

L'étude générale des systèmes linéaires introduit divers paramètres de qualification des signaux qu'il convient de rappeler avant de discuter de leur utilisation ou de leur extension dans le cas du traitement des non linéarités. Ce paragraphe a pour objet de présenter les principales grandeurs utilisées par l'homme du métier, au regard des critères énergétiques ayant conduit à leur introduction dans la métrologie des signaux électriques.

Ainsi, le traitement électrique des signaux requiert de nombreux critères de qualification, en termes de **niveau** d'une part et de **contenu fréquentiel** d'autre part [1,2,3]. En outre, les applications spécifiques de l'acoustique singularisent des domaines d'exploitation tributaires de l'humain au regard de son système de perception entre ses oreilles et son cerveau, siège d'une interprétation non dénuée de subjectivité.

Concernant le niveau des signaux, il importe de tenir compte d'une part des *minima* détectables, en deçà desquels le bruit du système devient négligeable [4,5], et des *maxima* admissibles soit par les éléments constituant la chaîne de communication soit par l'oreille. Nous reviendrons sur ces critères aux deuxième et troisième chapitres, compte tenu des comportements observables sur tous les systèmes, dès lors qu'ils sont soumis à des signaux élevés au-delà de leur régime nominal, et sont généralement affectés de non-linéarités avant leur éventuelle dégradation.

D'autre part, le domaine spectral du traitement est défini par celui de l'oreille, dans une plage opérationnelle conventionnellement arrêtée entre 16 Hz et 20 000 Hz. En deçà de ce domaine, les sons sont qualifiés dans le registre infrasonore et ne sont plus directement perceptibles par l'oreille. Pour autant, l'organisme peut être affecté de manière significative par de telles sollicitations. Au-delà de 20 000 Hz, le registre ultrasonore est concerné, et l'oreille humaine ne peut plus percevoir les signaux acoustiques.

En pratique, sur le plan spectral le physicien étaye de nombreuses considérations au regard de la référence fixée à 1000 Hz, alors que le musicien accorde son instrument autour de la référence instrumentale arrêtée au [la_3 = 440 Hz][1]. Le physicien est tributaire de son instrumentation développée en vue d'une métrologie d'ordre mécanique et électrique : Sa démarche scientifique le conduit à établir ses constructions de modèles hors de tout aspect subjectif. Il n'en est pas de même du musicien, pour qui le résultat de toute reproduction sonore constitue une finalité *a priori* indiscutable quant à la qualité comparée avec celle de l'interprétation d'une œuvre.

Avant d'entreprendre une analyse scientifique pertinente, une attention particulière peut être accordée aux divers dispositifs actuellement commercialisés vers le public —mélomanes ou simplement utilisateurs de musique—. De nombreuses questions peuvent notamment être discutées concernant la qualité des modes de codage actuellement en vigueur sacrifiant quelquefois la qualité à la quantité, au moins en termes de compression de l'information. Ainsi, pour toute chaîne de reproduction sonore la qualité des transducteurs est toujours à considérer au regard de l'environnement électronique qui lui est associé pour en assurer le pilotage.

2.1 Critères énergétiques à la base des mesures de niveau

La caractérisation du niveau d'un signal repose sur des critères exclusivement énergétiques. De fait, tout échange énergétique dans un domaine physique ou toute conversion entre deux domaines peut s'exprimer par le produit d'une grandeur intensive et d'une grandeur extensive [1,6]. Plus précisément, c'est en termes de variations que s'expriment de tels échanges, et le physicien convient le plus souvent de recourir à la mesure de la grandeur intensive pour qualifier les conditions de la transformation.

Par exemple, en électricité le voltmètre sera souvent préféré à l'ampèremètre de la même manière que le modèle selon Thévenin sera préféré au modèle selon Norton [2,7]. C'est donc en termes de transformation des niveaux de tension que seront le plus souvent étudiés les systèmes électriques notamment par les études de transmittances [3,4]. En acoustique, les mesures de niveaux seront rapportées à la grandeur intensive pression.

[1] La notation musicale adresse la plage fréquentielle [$\mathbf{ut_{-1}}$= 16,3 Hz à $\mathbf{ut_{+8}}$= 8372 Hz]. Aux USA, l'indice d'octave est décalé d'une unité : par exemple, en France le $\mathbf{la_3}$ se rapporte à 440Hz, mais est noté $\mathbf{A_4}$ aux USA.

Le **tableau I.1** illustre la généralité des considérations sur les variables conjuguées aux échanges énergétiques, et permet d'établir les bases pour l'étude de la conversion d'énergie entre deux domaines, fonction habituellement assurée par toutes les formes de **transducteurs** [1,6]. Ces conversions énergétiques se rapportent autant aux actionneurs qu'aux capteurs, considérant par exemple les haut-parleurs [8] et les microphones.

Intensive parameter X	**Extensive parameter** Extensity **x**	**Elementary energetical Exchange (J) dU = X.dx**	**Extensity current Jx =dx/dt**	**Associated power dU/dt (W) X(t).d[x(t)/dt]**
Mechanics **Xm**	Conservative xm	*Mechanical works*		
F force (N) τ torque (N.m) v speed (m/s) H.g pot. Newton ($m^2.s^{-2}$) P pressure (N/m²)	l distance (m) α angle p Qty mom^t (kg.m/s) M mass (kg) V volume (m^3)	F.dl τ .dα v.dp = c²dm ∀ cases H.g.dM P.dV	v = dl/dt (m/s) ω = dα/dt (s^{-1}) dp/dt = F (N) Jm=dM/dt (Kg/s) dV/dt	Pm = F.v Pm = τ.ω Pm = v.F Pm = (H.g).Jm Pm = P.dV/dt
Electricity **Xe**	Conservative xe	*Electrostatic work*		
V voltage (V)	Q charge (Cb)	V.dQ	I = dQ/dt (A)	Pe = V.I
Heat transfer **Xt**	Non-conservative xt	*Thermal work*		
T temperature (K)	S entropy (J/K)	T.dS	Js = dS/dt = φ/T	J_Q = T.dS/dt

Tableau I.1 : Variables conjuguées aux énergies les plus communes

Le plus souvent, en fonction du régime de fonctionnement des systèmes un couplage existe entre les grandeurs extensives et intensives y afférent en termes d'équation de comportement. En électricité, une impédance relie les observables **tension** et **courant**, de même qu'en acoustique les observables **pression** et **vitesse** sont aussi couplées. En outre, la capacité d'un condensateur fixe son déséquilibre de charges pour une tension donnée, de même qu'en mécanique la raideur d'un ressort relie la force et une élongation imposée.

Il existe toujours une limite physique portant sur la grandeur extensive observée, au delà de laquelle apparaît un comportement non linéaire qu'il reste alors possible —dans une certaine mesure— de décrire sous forme polynomiale comme nous le montrerons au deuxième et au troisième chapitre.

Dans la description des processus le choix portant préférentiellement sur la grandeur intensive peut se justifier sur un plan métrologique en considérant le caractère non invasif d'une mesure. En effet, au sein d'un circuit électrique le contrôle des points de fonctionnement des composants peut s'exercer juste au contact de la pointe de touche d'une voie de l'oscilloscope, alors qu'il faudrait couper les conducteurs pour insérer un ampèremètre.

2.1.1 Transmittance d'un système électronique

Le terme transmittance se rapporte à de nombreux systèmes, notamment aux filtres, et désigne alors le rapport de transformation du niveau de tension (sortie/entrée) au passage du signal à travers le filtre. L'étude se rapporte exclusivement à des signaux cissoïdaux [4] et la transmittance peut être représentée en fonction de la fréquence en termes de **lieu de Bode,** avec un tracé pour la transformation des modules et un autre pour celle des phases.

La transmittance est ainsi une grandeur appartenant au domaine fréquence et c'est aussi la transformée fréquentielle de la réponse impulsionnelle en tension du système [5].

$$A_v = \left(\frac{v_{sortie}(\omega)}{v_{entrée}(\omega)} \right)_{I_{sortie}=0} = \left| A_v \right|_{(\omega)} \cdot \exp(j.\varphi_\omega), \text{ où } \varphi_{(\omega)} \text{ désigne le déphasage sortie/entrée.} \qquad \textbf{(I.1)}$$

Ainsi, considérant la transmittance d'un système à une fréquence donnée, il y a comportement d'atténuation si $|A_v| \leq 1$ et d'amplification si $|A_v| \geq 1$

En toute rigueur, l'association de filtres et de systèmes doit s'étudier en termes de cascades de quadripôles, car la simple composition des fonctions de transfert par multiplication de leurs fonctions de transfert n'est possible que si la sortie de chaque étage ne transfert aucun courant dans l'entrée du suivant. En réalité, hormis les sorties d'amplificateurs, il est très rare que la sortie d'un étage se comporte en générateur idéal de Thévenin vis-à-vis de la charge disposée en aval sur sa sortie.

2.1.2 Niveau des signaux et grandeurs RMS (*Root Mean Square*)

La quantification du niveau d'un signal résulte d'une approche énergétique. Si la définition des grandeurs RMS —Racine carrée de la moyenne du carré— ne requiert que l'hypothèse de la périodicité des signaux [5], il faut en outre une condition sur le temps d'observation. Ainsi, l'analyse temporelle doit porter soit sur un nombre significatif de périodes ou bien, si la plage temporelle est étroite, alors la mesure doit s'appliquer rigoureusement sur un nombre entier de périodes.

La définition d'une grandeur électrique RMS est immédiate, dès lors que l'on considère par la pensée la transformation de la puissance associée au signal en chaleur par effet Joule, au moyen d'une résistance de référence. La **figure I.1** illustre ce principe en considérant l'observable tension.

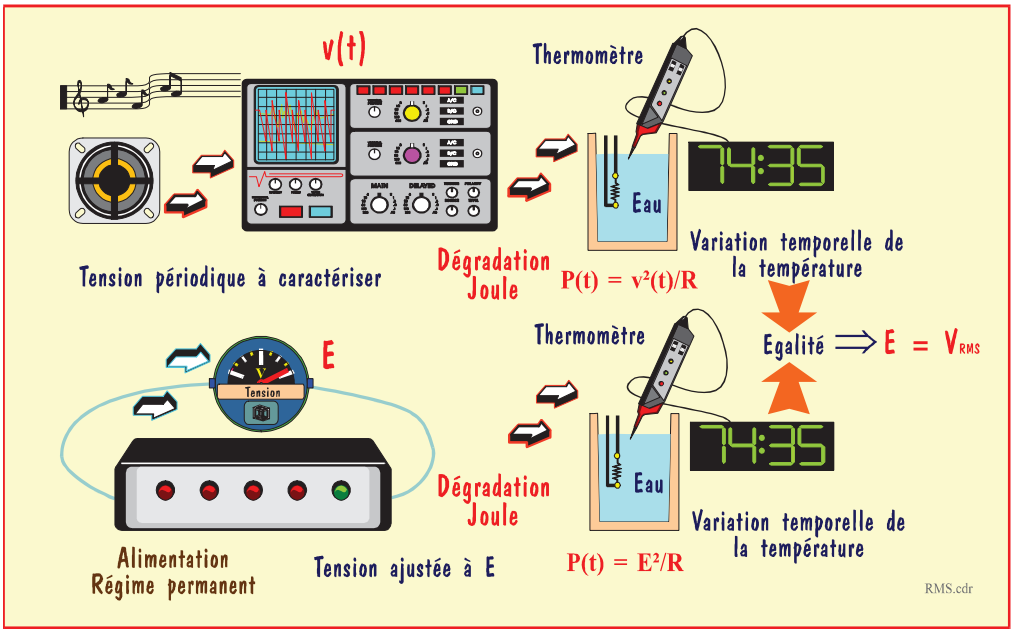


Figure I.1 : Détermination d'une tension RMS par conversion totale du signal en chaleur

On compare l'énergie portée par le signal objet de la mesure —ici **v(t)**—, avec celle issue d'une source de tension continue de référence de valeur notée **E**. Les puissances moyennes converties en chaleur pour ces deux transformations s'expriment respectivement :

$$\text{Source continue : } \overline{P} = \frac{E^2}{R} \qquad \text{Objet de la mesure : } \overline{P} = \frac{1}{T} \cdot \int_{0+\tau}^{T+\tau} \frac{v^2(t)}{R} . dt \qquad [W] \qquad \textbf{(I.2.a \& b)}$$

Si l'ajustement de la tension **E** du générateur continu entraîne un dégagement de chaleur identique à celui du signal à caractériser **v(t)**, alors, quelque soit la valeur de la résistance de référence commune aux deux transformations, la valeur de **E** est la **tension V_{RMS}** du signal définie telle que :

$$V_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \int_{0+\tau}^{T+\tau} v^2(t) . dt} \qquad [V] \qquad \textbf{(I.3.a)}$$

La valeur de τ permet d'ajuster la fenêtre d'observation de durée T au sein d'une période traduite par la récurrence du motif du signal. T peut ainsi couvrir un nombre entier de périodes.

Si l'on s'intéresse à la grandeur intensité, le même raisonnement s'applique avec un générateur de courant continu ($\overline{P} = R \cdot I^2$), et l'égalisation des bilans thermiques conduit à :

$$I_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \int_{t+\varepsilon}^{T+\varepsilon} i^2(t).dt} \qquad [A] \qquad \textbf{(I.3.b)}$$

En pratique les mesures concernent une statistique impliquant une fenêtre temporelle comprenant un nombre significatif de périodes. La notion est par contre inapplicable pour une fenêtre ne couvrant pas la durée d'une période.

2.1.3 Niveau des signaux et grandeurs définies en dB

De nombreux domaines de la physique peuvent rapporter leurs observables à des mesures énergétiques pour définir des procédures de métrologie. La définition de l'unité générale adimensionnelle décibel (dB) résulte d'une telle approche. En électricité, la transmittance d'un système est représentative de la transformation du signal par ce système. En considérant le rapport de transformation (sortie/entrée) des grandeurs RMS, tout se passe comme si l'on étudiait un régime permanent rapporté au même contenu énergétique, ce qui permet de simplifier de nombreux cas d'étude. La transformation gagne à être considérée sur un plan énergétique, en supposant que le système transforme les contenus énergétiques des signaux respectifs d'entrée et de sortie.

2.1.3.1 Définition énergétique des grandeurs en dB

L'hypothèse fondamentale permettant de définir des niveaux de signaux en décibels réside dans l'assimilation des signaux mesurés à des signaux idéaux. Ainsi, les considérations portant sur la tension supposent que les signaux d'entrée et de sortie pourraient être dissipés dans une résistance de référence sans subir d'atténuation, impliquant donc une vision de générateur idéal au sens de Thévenin. L'analyse en courant suppose aucune dérivation et implique une vision de générateurs idéaux selon Norton [3].

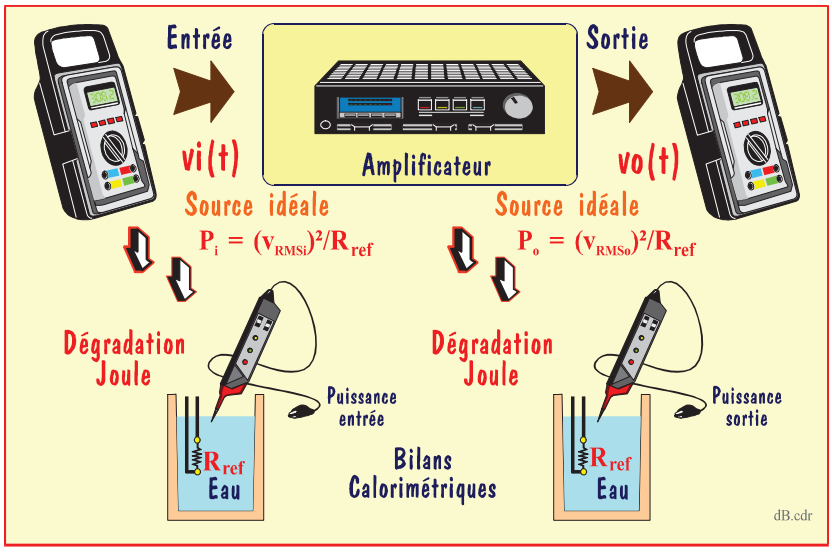


Figure I.2 : Détermination des signaux électrique en dB en termes énergétiques

La **figure I.2** se rapporte à l'analyse de la transformation d'un système en tension en prenant l'exemple d'un amplificateur. Tout se passe comme si les signaux d'entrée et de sortie étaient déconnectés par la pensée et imposés aux bornes de la résistance de référence notée R_{ref}. La transformation opérée par le système peut se définir par le rapport entre les puissances de sortie et d'entrée. Ce rapport élimine d'office le rôle de la résistance avec :

$$A_p = \left(\frac{V_{RMS_sortie}}{V_{RMS_entrée}} \right)^2 \qquad [\varnothing] \qquad \textbf{(I.4)}$$

L'**expression I.5**, en termes de rapport de puissance implique des grandeurs quadratiques et peut présenter des valeurs réparties sur une plage trop large pour être appréhendée par le sens physique de l'homme du métier. Le gain en puissance étant adimensionnel il est naturel d'envisager d'en considérer la valeur logarithmique, avec dans le cas de la fonction logarithme Népérien :

$$A_{Néper_{\,p}} = Ln\left(\frac{P_{_sortie}}{P_{_entrée}}\right) \qquad [\varnothing \text{ Adimensionnel, noté Népers}] \qquad \textbf{(I.5)}$$

Cette approche —mesures au Néperemètre— s'avérant toutefois peu pratique en termes de calculs, elle a été abandonnée au profit du logarithme décimal, avec la définition du gain en Bels :

$$A_{Bels_p} = Log_{10}\left(\frac{P_{_sortie}}{P_{_entrée}}\right) \qquad [\varnothing \text{Adimensionnel, noté Bels}] \qquad \textbf{(I.6)}$$

Là encore, avec des valeurs de quantification trop faibles, la pratique a considéré impropre l'usage du Bel et a conduit à préférer le dixième de sa valeur en termes de décibels avec :

$$A_{Décibels_p} = 10.Log_{10}\left(\frac{P_{_sortie}}{P_{_entrée}}\right) = 20.Log_{10}\left(\frac{V_{RMS_sortie}}{V_{RMS_entrée}}\right) = 20.Log_{10}\left(\frac{I_{RMS_sortie}}{I_{RMS_entrée}}\right) \qquad \textbf{(I.7)}$$

La considération d'une résistance de référence identique en entrée comme en sortie permet de travailler d'égale manière en termes de mesures des observables intensifs ou extensifs. En outre, la vision idéale ayant conduit à cette approche peut devenir réaliste, en supposant un choix pour cette résistance de référence de valeur tendant vers l'infini pour une approche selon Thévenin.

Le grand intérêt de la caractérisation des niveaux en dB réside dans la composition additive des gains ou des atténuations au sein d'une chaîne de traitement constituée d'étages disposés en cascade. Par exemple, pour un récepteur radio, les niveaux de tension —mesures non intrusives— peuvent se visualiser de la prise d'antenne jusqu'à l'entrée du Haut parleur.

2.1.3.2 Conventions métrologiques rapportées aux niveaux électriques mesurés en dB

La métrologie internationale des signaux électriques a fixé les valeurs de références des signaux associés aux mesures en dB, permettant ainsi d'attribuer un niveau à un signal quelconque mesuré au sein d'un système en le considérant comme issu de la transformation virtuelle de la puissance de référence. Ainsi, pour les télécommunications le niveau en tout point d'un système s'exprime par rapport à une ligne de référence de $\mathbf{R_{ref} = 600\ \Omega}$ affectée d'une puissance de $\mathbf{P_{ref} = 1\ mW}$. Il en résulte un niveau de tension de référence de $\mathbf{V_{ref} = 0{,}775\ V_{RMS}}$. En conséquence, tout point d'un système faisant l'objet d'une mesure de tension $\mathbf{V_{m\ (RMS)}}$ se voit affecté d'un niveau défini par :

$$A_{dB\,mW} = N_{VU} = 10.Log_{10}\left(\frac{P_{_mesure}}{P_{ref}}\right) = 20.Log_{10}\left(\frac{V_{m_RMS}}{0{,}775}\right) \qquad \textbf{(I.8)}$$

Cette convention [2] rapportée à la puissance nominale de 1 mW a conduit à graduer les instruments de contrôles de toute chaîne de traitement des signaux audio en **VU** (*Volume Units*). Les enregistreurs, tables de mixage et autres dispositifs, renseignent les utilisateurs à l'aide de vumètres gradués en dB_{mW}. Par suite, l'usage s'est généralisé à tous les signaux de télécommunication.

Remarque : Le développement de matériel d'instrumentation numérique, au travers de la programmation des routines de calcul, a introduit une autre référence basée sur l'unité $\mathbf{V_{ref} = 1\ V_{RMS}}$. Le niveau est alors défini en $\mathbf{dB_{Volt}}$. En tout état de cause il appartient aux utilisateurs du matériel de s'enquérir de la référence adoptée, et éventuellement de la corriger ce que permettent en général ces matériels (Multimètres HP® et Tektronix®).

[2] En France, l'ancienne convention, restée en vigueur jusqu'en 1950 environ, disposait de P_{ref} = 6mW et R_{ref} = 500Ω, soit V_{ref} = 1,73 V_{RMS}. Les nombreuses confusions en résultant ont conduit à abandonner ce choix.

2.1.3.3 Intérêt du concept de niveau exprimé en dB pour l'acoustique

Les précédentes considérations se généralisent dans la description de signaux acoustiques marqués par un champ de pression et de vitesse, grandeurs respectivement conjuguées à l'énergie acoustique. La grandeur observable choisie est encore de nature intensive avec la pression. De fait, les fluctuations de la pression autour de la pression atmosphérique définissent le phénomène sonore. La densité de puissance de référence est alors le picowatt/m² $\mathbf{P_{ref} = 1x10^{-12}\ W/m^2}$ et la pression de référence (N/m²) est fixée au minimum audible conventionnel à la fréquence de 1000 Hz, avec $\mathbf{p_{ref} = 20\ \mu Pa}$. Un niveau sonore se définit alors en dB_{SL} ou dB_{SPL} (*Sound Pressure Level*) avec la relation :

$$N_{dB_SL} = 10.Log_{10}\left(\frac{P_{_mesure}}{1.10^{-12}}\right) = 20.Log_{10}\left(\frac{p_m}{20.10^{-6}}\right) \qquad P_{_mesure} \Leftrightarrow \text{Intensité acoustique (W/m²)} \qquad \textbf{(I.9)}$$

Pour le physicien la fréquence de référence est de ; $\mathbf{f_{ref} = 1000\ Hz}$, et ce niveau est alors exprimé en **phones**. Une fluctuation de pression de 1Pa conduit à un niveau de 94 dB, sensiblement équivalent à ce que l'on rencontre en discothèque, et une fluctuation de 1hP (1mBar) entraîne un niveau de 134 dB totalement rédhibitoire pour l'oreille humaine limitée en deçà de 126 dB, avant haute probabilité de surdité irréversible.

La perception du son par l'oreille humaine ne relève pas de phénomènes linéaires, et sa sensibilité varie notablement en fonction de la fréquence et de l'auditeur. La **figure I.3** illustre la loi de Fechner relative à la quantification statistique de perception des niveaux sonores (lignes dites iso-soniques).

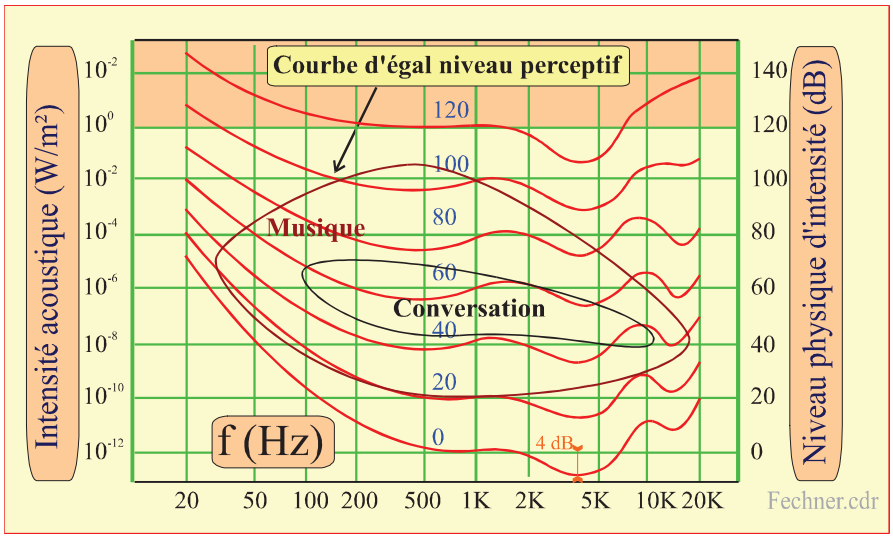


Figure I.3 : Variation de la perception sonore en fonction de la fréquence [120dB ⇔ 1 W / m²]

La courbe inférieure situe le seuil de sensibilité d'une oreille moyenne, avec un maximum de sensibilité à quelques kilohertz très variable selon les individus. Le domaine d'audition est régi par la norme ISO 226 [9] et le **tableau I.2** résume quelques ordres de grandeur :

Niveau	Impression ressentie	Effets	Exemples
130 dB	Douleur intense	Lésions irréversibles	Banc d'essais réacteurs
110 dB	Insupportable	Perte rapide d'audition	Ateliers de tôlerie
90 dB	Très bruyant	Audition compromise	Poids lourd à 3 mètres
60 dB	Bruit courant		Rue animée
30 dB	Calme	Repos	Zone résidentielle
10 dB	Grand silence	Ecoute de l'organisme	Chambre sourde

Tableau I.2 : Exemples de niveaux de pression acoustique

2.1.3.4 Dynamique des systèmes, cas particulier du domaine audio

Une chaîne de traitement des signaux ne peut rester opérationnelle qu'entre deux limites, considérées en termes de niveaux. C'est encore une approche énergétique qui permet de rendre compte des phénomènes impliqués. En effet, la borne minimale est en général fixée par le niveau de bruit généré par le système, en deçà duquel les signaux deviennent impossibles à discerner. Ainsi, lorsque la puissance du signal équivaut à celle du bruit, c'est le critère de *Noise Equivalent Power* (**NEP**) qui est mis en évidence. Dans tous les domaines, la qualité d'une instrumentation repose sur ces critères et il en est de même pour l'audio. A l'autre extrémité, lorsque les signaux de par leur niveau trop élevé ne peuvent plus être convenablement traités par le système, c'est aux concepteurs de fixer un critère de valeur maximale. Ce critère peut être retenu en raison d'un maximum de distorsion admissible, ou simplement en termes de destruction du système. Lorsque les signaux sont ramenés aux observables de l'électricité, la dynamique se définit par la relation ;

$$Dy_{\mathrm{dB}} = 10.Log_{10}\left(\frac{\mathrm{P_{Max}}}{\mathrm{P_{min}}}\right) = 20.Log_{10}\left(\frac{\mathrm{V_{RMS_Max}}}{\mathrm{V_{RMS_min}}}\right) = \mathrm{N_{dB_Max}} - \mathrm{N_{dB_min}} \qquad \textbf{(I.10)}$$

Ainsi, les concepts énergétiques ayant conduit aux mesures en dB (**Eq.20**) permettent de définir la dynamique comme la simple différence des niveaux traitables par le système. Du capteur jusqu'à l'actionneur, tous les systèmes visant à la détection et au traitement des signaux, par exemple en optoélectronique [6], sont concernés par cette grandeur physique.

Concernant le domaine de l'audio, la dynamique de la musique est définie comme celle d'un orchestre, fixée par l'intervalle sonore entre *pianissimi* et *fortissimi*. De l'ordre de **80 dB**, cette valeur permet de saisir immédiatement les enjeux du codage numérique des signaux musicaux, où en première approximation [10] les numérisations sous 12 bits et sous 16 bits conduisent respectivement à $20.Log_{10}(2^{12}/1) \approx 72$ dB et $20.Log_{10}(2^{16}/1) \approx 96$ dB.

Le standard sous 16 bits permet ainsi de satisfaire largement le cahier des charges des traitements de l'audio. Avant les années 80, l'état antérieur de la technique ne permettait la reproduction sonore qu'à travers une limitation de l'ordre de 65 dB, compte tenu des techniques de pressage et des caractéristiques de matériaux polymères des disques microsillons [11]. Ainsi, le support gravé constituait souvent l'élément le plus pénalisant de la chaîne de reproduction musicale.

2.2 Critères fréquentiels : Caractérisation de la distorsion harmonique

Dans le domaine audio, la distorsion caractérise la déformation de l'onde acoustique produite par rapport à la forme du signal audio initial. Cette altération est typiquement non linéaire et chacun des éléments constitutifs de la chaîne de reproduction apporte ses propres défauts cumulés jusqu'au transducteur. Ce dernier élément est maintenant devenu le maillon faible de la chaîne, comme nous le montrerons par la suite (*cf. infra* _Chapitre III).

2.2.1 Spécificité des signaux audio

En matière de traitement des signaux audio, l'analyse de la distorsion présente un caractère spécifique en raison de **l'exclusion du régime permanent** au sein du spectre concerné. Ainsi, les étages d'amplification sont le plus souvent découplés à l'aide de capacités séries facilitant d'une part la polarisation des semi-conducteurs, et évitant d'autre part au haut parleur l'échauffement inutile par effet Joule du à toute composante continue.

A la différence des cahiers des charges de l'instrumentation où les dérives lentes constituent un problème majeur, le traitement des signaux audio n'est que très peu tributaire des tensions de décalage des amplificateurs (*Input Offset Voltage*) et de leurs dérives en température (*Temperature Drift*).

En termes de conception électronique, un autre avantage rencontré dans le traitement des signaux audio, est la faible valeur de la fréquence maximale à traiter : en effet, lors de la numérisation, un échantillonnage standardisé à 44,1 kHz [11] permet de respecter le critère de Shannon [5] imposant une fréquence au moins double de l'harmonique la plus élevée à reproduire.

2.2.2 Altération des signaux audio caractérisée par la distorsion harmonique

Lorsqu'un système est affecté de diverses altérations (bruit, décalages, distorsions), les grandeurs constitutives du défaut invoqué doivent être analysées strictement dans la bande passante du système.

2.2.2.1 Domaine de définition

Conventionnellement, les bornes sont définies aux extrémités de la plage nominale de fonctionnement considérée opérationnelle jusqu'à ce que la transmittance nominale soit atténuée de -3 dB. Par exemple, pour un amplificateur de gain nominal G_0, la bande passante sera définie entre les deux bornes de fréquence f_{min} et F_{max} telles que :

$$f_{min}(G_0\text{-}3dB) < BP < F_{max}(G_0\text{-}3dB)$$

L'atténuation de -3 dB est significative d'une puissance maximale transmissible diminuée de moitié —dans le cas d'une liaison sur charge adaptée—, cette dégradation étant partiellement compensée par la non linéarité de l'oreille.

2.2.2.2 Définitions en termes énergétiques des taux de distorsion harmonique (TDH)

Le principe général de la physique conduisant évaluer la performance d'un système en termes de rapport de puissance de bruit sur puissance du signal est applicable aux éléments de traitement de l'audio en tenant compte de la bande passante opérationnelle caractérisée par **l'exclusion du régime permanent**. Pour tout signal périodique ce rapport "Bruit/Signal" peut s'exprimer en dB avec :

$$N_{dB_B/S} = 10.Log_{10}\left(\frac{P_{Bruit}}{P_{Signal}}\right) = 10.Log_{10}\left(\frac{P_{Mesure} - P_{Signal}}{P_{Signal}}\right) \quad \textbf{(I.11)}$$

Les techniques mises en œuvre pour la caractérisation des distorsions, notamment par vobulation [3,5], ont conduit à adopter un signal de sollicitation monofréquentiel, où le signal de sollicitation —sinus ou cosinus— est énergétiquement défini par sa tension RMS. La puissance du signal objet de la mesure comprend donc celle de la sollicitation combinée avec celle des harmoniques générées par les non linéarités du système, et superposée en outre à son bruit propre. Si V_1, V_2, V_n désignent respectivement les valeurs RMS de chacune des raies observées sur le signal objet de la mesure, en négligeant le bruit le rapport "Bruit/Signal" peut se décliner des deux façons suivantes :

$$N_{dB_B/S} = 10.Log_{10}\left(\frac{\sum_{i=2}^{i=n} V_i^{\,2}}{V_1^{\,2}}\right) = 10.Log_{10}\left(THD_P\right) = 20.Log_{10}\left(THD_V\right) \quad \textbf{(I.12)}$$

La grandeur primaire THD_P traduit un taux de distorsion harmonique énergétique, grandeur physique d'ordre général. Elle permet aussi la définition plus particulière d'un taux de distorsion harmonique en tension THD_V avec :

$$THD_V = \frac{\sqrt{\sum_{i=2}^{i=n} V_i^{\,2}}}{V_1} = \sqrt{THD_P} \quad \textbf{(I.13)}$$

Ces deux grandeurs restent invariantes si l'on transpose l'amplitude des composantes harmoniques au lieu de leur valeur RMS. La démarche métrologique rapportée à la tension augmente la grandeur numérique et permet de mieux mettre en évidence l'altération observée. Bien que commercialement moins favorable en termes de performance, le THD_V exprimé en pourcentage est la grandeur la plus souvent employée dans le domaine de l'audio.

Nous avons résumé en ce deuxième paragraphe les éléments les plus importants à prendre en compte, en termes de niveau et de fréquence, pour la qualification des signaux relatifs aux procédés de traitement audio. Les caractéristiques d'un transducteur peuvent maintenant être analysée.

3. Haut-parleurs électrodynamiques : Configuration et approche linéaire de leur comportement

Sur le plan de la transduction, la fonction d'un haut parleur est l'inverse de celle d'un microphone. Le Haut-parleur a pour rôle de convertir les signaux du domaine électrique vers le domaine mécanique de l'acoustique. Cette dualité est d'autant plus marquée qu'un haut-parleur électrodynamique peut être utilisé comme microphone éponyme, avec l'avantage d'un générateur équivalent de Thévenin présentant une faible impédance [12].

3.1 Conformation d'un haut-parleur électrodynamique générique

Un haut-parleur classique comprend un actionneur électromagnétique, le plus souvent composé d'un bobinage disposé sur un équipage mobile, au sein d'un champ magnétique généré par un aimant permanent. Lorsque le bobinage est parcouru par un courant modulé en fréquence, le déplacement mécanique induit à fréquence audible est transformé en champ acoustique au moyen d'une membrane jouant le rôle de surface émissive, également appelée **radiateur acoustique**. La structure générique présentée sur la **figure I.4** permet de distinguer les éléments principaux de la structure.

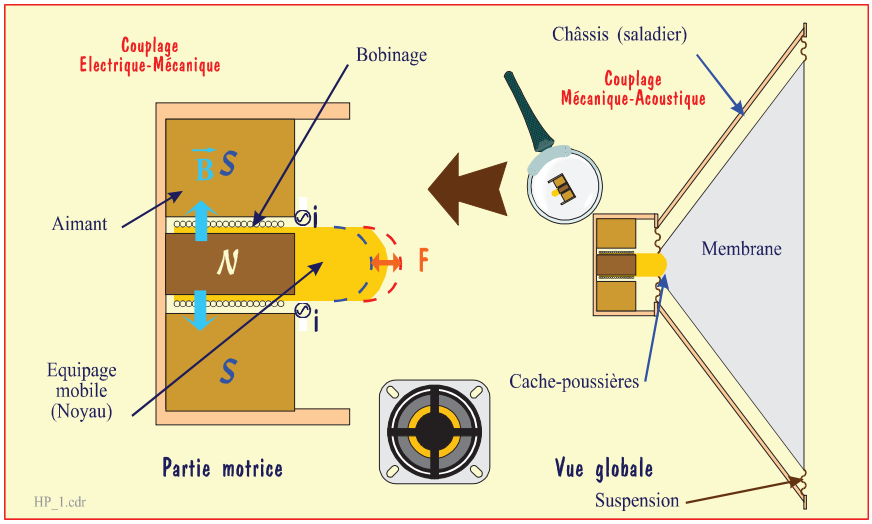


Figure I.4: Schéma en coupe d'un haut-parleur électrodynamique

La fonction de transduction est rendue possible au moyen de la combinaison de quatre dispositifs constituant le système :

1) L'aimant permanent, souvent constitué d'alliages néodyme-fer-bore (NeFeB) ou aluminium-nickel-cobalt (AlNiCo) présente une conformation pour le guidage magnétique de l'équipage mobile, avec une induction magnétique de l'ordre de 1T.

2) L'équipage mobile, le plus léger possible, est pourvu d'un bobinage de cuivre ou quelquefois d'aluminium en déplacement dans l'entrefer, dont les deux contacts doivent être rapportés par deux conducteurs souples vers le signal de sollicitation.

3) La membrane, plus ou moins conique ou exponentielle, doit être la plus légère et rigide possible. Elle est mécaniquement associée à l'équipage mobile. Les matériaux constitutifs peuvent être très variés, avec pour la reproduction des graves du Kevlar ou des composites verre-époxy, et pour les aigues du polycarbonate, du polyester, et même des alliages (AlMg) ou des métaux purs (Titane).

4) Le guidage en translation pure et le rappel de l'équipage mobile sont assurés au centre et en périphérie du châssis, à l'aide de deux suspensions, le plus souvent réalisées en papier, mousse de polyuréthane ou divers élastomères.

Un élément complémentaire est associé au haut-parleur, avec le baffle dont la fonction principale consiste à neutraliser l'interférence entre les champs acoustiques en avant et en arrière de la membrane qu'il importe de ne pas se voir neutraliser. De nombreux types de baffles ont étés développés mais il n'existe pas de solution parfaite [13].

La qualité sonore dépend de la courbe de **réponse** en fréquence[3], que l'on recherche la plus invariante possible sur l'ensemble de la bande passante [16 Hz ≤ BP ≤ 20000 Hz], et de la linéarité du dispositif marquée par la présence d'un minimum de distorsions harmoniques et d'intermodulation.

Si le transducteur favorise d'égale manière toutes les fréquences, la reproduction du timbre d'un instrument de musique, constitutif des harmoniques utiles du son, semble *a priori* pouvoir être assurée. Toutefois, la réalité se révèle plus complexe, compte tenu de la nécessité de reproduire convenablement les transitoires d'attaque des sons [13,14], représentatifs de la signature acoustique des instruments de qualité. La réponse du transducteur aux transitoires est une condition essentielle de "fidélité" que l'on peut tester en détectant le "traînage" de la membrane lorsque le haut-parleur est sollicité par un train d'impulsions. L'inertie de l'équipage mobile et les forces dues aux phénomènes d'auto-induction participent à ce défaut.

Les mesures acoustiques, optiques et électriques montrent qu'il n'existe pas de haut-parleur idéal, et que chaque réalisation présente des défauts en termes de limitation de bande passante, pointes de résonance diverses et d'inertie [8]. Le couplage de plusieurs transducteurs permet en principe de pallier de nombreux défaut, mais à l'inverse il arrive parfois de voir les défauts cumulés de façon rédhibitoire pour une reproduction musicale de qualité.

Enfin, les haut-parleurs électrodynamiques sont affectés de rendements électroacoustiques médiocres avec des valeurs comprises entre 0,5 et 5%. A titre d'exemple, il faut sonoriser un local avec environ $100W_{RMS}$ pour assurer la reproduction des *fortissimo* d'un piano délivrant environ 150mW.

3.2 Equations élémentaires du comportement mécanique et électrique

La force motrice à l'origine du déplacement de l'équipage mobile résulte de l'interaction du champ d'induction magnétique, noté **B,** avec chaque élément de longueur du bobinage traversé par un courant noté **i**(t). Sur le plan local, la force élémentaire appliquée sur un porteur de charge en déplacement au sein d'un champ d'induction est qualifiée de force de Lorentz et s'exerce dans une direction perpendiculaire au plan défini par le champ et la vitesse des porteurs. Un bilan au sein d'un volume élémentaire porteur de charges assujetti au phénomène conduit à l'expression :

$$F = i.\int_0^l \vec{B}.d\vec{l} = B.l.i \qquad \text{[N]} \qquad \textbf{(I.14)}$$

Tout se passe comme si la longueur déroulée du bobinage, notée l, était exposée à un champ d'induction magnétique homogène, ce qui permet de définir la quantité $\mathbf{B_l}$ = B.l appelée **facteur de force** (en N/A ou en T.m) de la partie motrice du haut-parleur.

3.2.1 Comportement mécanique d'un haut-parleur idéal

Cette force, modulée par l'intensité, sollicite l'équipage mobile dont le comportement mécano-acoustique est dicté par trois composantes : une force d'inertie, produit de la masse des parties en mouvement ($\boldsymbol{M_m}$) par l'accélération imposée, une force d'amortissement, généralement considérée proportionnelle à la vitesse de déplacement *via* une constante notée $\boldsymbol{f_m}$ [N/(m/s) ou kg/s], et une force de rappel liée à la mécanique de suspension et à la compressibilité de l'air affectée d'une raideur notée $\boldsymbol{k_m}$ [N/m]. Pour une translation guidée sur un axe **x** l'équation de comportement d'un tel transducteur idéalisé s'écrit :

$$F = B_l.i = M_m.\frac{d^2x}{dt^2} + f_m.\frac{dx}{dt} + k_m.x \qquad \text{[N]} \qquad \textbf{(I.15)}$$

Cette relation de description générale de tout oscillateur amorti est rencontrée en de très nombreux systèmes physiques et appelle diverses remarques.

3.2.1.1 Inexactitudes observées pour un comportement mécanique réel

La réalité diffère sensiblement de ce modèle linéaire, compte tenu de la nature des matériaux constitutifs et de phénomènes physiques additionnels tels que : la dépendance du facteur de force vis-

[3] Réponse mécanique, en fait en accélération, à une sollicitation électrique soit en courant soit en tension.

à-vis du déplacement, accompagnée d'une modification de la valeur de l'inductance, l'évolution viscoélastique du paramètre de raideur fonction et de la fréquence et du déplacement, et les éventuels phénomènes d'hystérésis altérant la force de pilotage compte tenu des éléments du circuit magnétique. Enfin, en termes de surface émissive, la membrane présente des défauts de rigidité traduits par l'apparition de modes propres altérant la qualité du son reproduit.

Le faible rendement d'un tel dispositif dans des conditions normales d'utilisation (de 0,5 à 5%) est généralement imputé à la désadaptation entre l'impédance mécanique du transducteur et l'impédance de rayonnement dans l'air, fluide de propagation [15]. En outre, la masse en mouvement se révèle trop élevée vis-à-vis de la surface émissive de la membrane dont la rigidité est imposée par l'exigence de la qualité de reproduction. Ainsi, le **compromis masse *vs* raideur** constitue un critère essentiel dans l'optimisation des haut-parleurs électrodynamiques.

La **figure I.5** présente les différents éléments impliqués dans une chaîne de reproduction sonore. Les ordres de grandeurs des puissances volumiques sont indiqués et permettent de mieux appréhender la problématique d'optimisation du rendement des transducteurs.

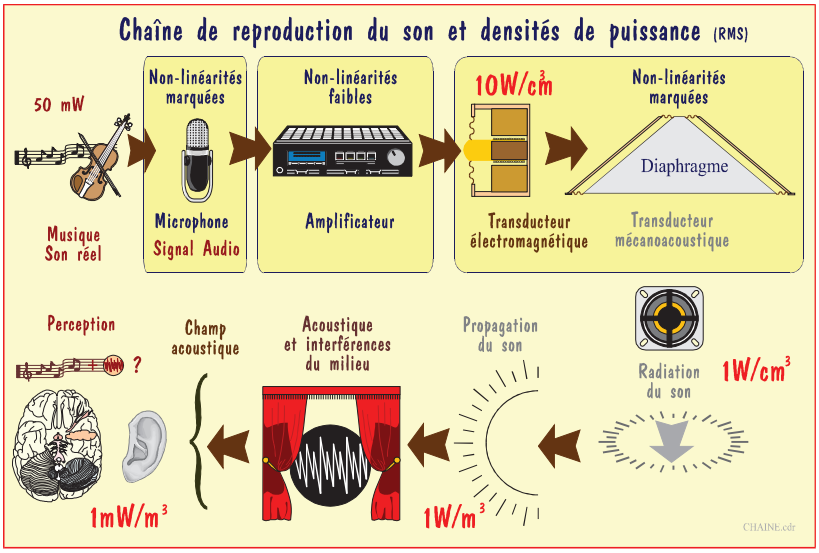


Figure I.5 : Eléments constitutifs d'une chaîne de reproduction sonore

3.2.1.2 Le courant, grandeur naturelle de commande

La **relation I.15** en toute généralité présente en son membre de gauche la sollicitation de commande d'oscillation du système décrit par le membre de droite : En ce sens, la mise en œuvre de la force de Lorentz souligne l'originalité de l'invention[4] du haut-parleur, motivée par le développement intensif du téléphone. Les amplificateurs à lampes n'étaient pas encore développés, et la notion d'impédance électrique restait encore incertaine pour l'homme du métier.

Ultérieurement, le développement des lampes triodes a permis l'amplification, mais les fortes valeurs de tension anodique impliquaient la nécessité de transformateurs de sortie pour solliciter le transducteur. La composante résistive non nulle du secondaire —de l'ordre de 3Ω à 10Ω—, avait alors pour conséquence un comportement générateur hybride entre les représentations respectives de Thévenin et de Norton. Ainsi, la qualité communément reconnue des amplificateurs à lampes, provient en fait en grande partie d'une sollicitation du transducteur partiellement en courant, et non pas en tension.

Le développement des amplificateurs à transistors a conduit par la suite à la maîtrise d'impédances de sortie de faibles valeurs ($R < 1\Omega$), et ce n'est que par la force de l'usage que s'est imposé systématiquement le pilotage en tension des haut-parleurs.

[4] La première demande de brevet pour un appareil magnéto électrique permettant l'obtention du mouvement mécanique d'une bobine électrique par des courants électriques (USA, No.149797), a été déposée en date du 14 avril 1874, au nom de Ernst Werner von Siemens.

Pour autant, sur un plan physique, le contrôle électronique de dispositifs générateurs de courants constitue la seule solution naturelle à la sollicitation d'un haut-parleur électrodynamique, notamment au regard de la mesure possible des tensions induites permettant une éventuelle stratégie de correction des non linéarités.

3.2.1.3 Comportement mécanique idéal dans le domaine temporel

L'étude de l'équation de comportement **I-15** gagne dans un premier temps à être conduite sans prendre en compte la finalité du dispositif dont l'effet recherché en termes de niveau sonore dépend de l'accélération de l'équipage mobile. Si l'on considère l'intensité comme grandeur d'entrée et le déplacement pour la grandeur de sortie, alors sur le plan physique la connaissance exhaustive du comportement du système est associée à celle de la réponse en déplacement à un échelon de Heaviside en courant.

Une telle réponse indicielle est expérimentalement compatible avec la réalité du système, lors qu'une réponse impulsionnelle reste purement conceptuelle, puisque incompatible avec l'intégrité du système linéaire. Pour autant, les deux réponses sont mathématiquement liées par une simple relation de dérivation. De la même manière les grandeurs vitesse et accélération sont obtenues par dérivation successives du déplacement en fonction du temps. Notant i_δ la sollicitation impulsionnelle, la **relation I-15** peut s'écrire dans le domaine fréquence :

$$B_l.I = M_m.p^2 \cdot X + f_m.p.X + k_m.X = M_m.\left[p^2 + \frac{f_m}{M_m}.p + \frac{k_m}{M_m}\right] \cdot X \ , \qquad \textbf{(I.16)}$$

où X désigne la transformée du déplacement selon Laplace, et I désigne I fois l'unité. Le rapport f_m/M_m est représentatif de l'atténuation —fonction inverse du temps de relaxation—, lors que k_m/M_m traduit le carré de la fréquence angulaire de résonance. En notant $\boldsymbol{f_m/M_m = 2/\tau}$ et $\boldsymbol{k_m/M_m = \omega_0^2}$, la fonction de transfert du déplacement rapportée au courant s'exprime :

$$\frac{X}{I} = \frac{B_l}{M_m} \cdot \frac{1}{\left(p^2 + \frac{2}{\tau}.p + \omega^2{}_0\right)} = \frac{B_l}{M_m} \cdot \frac{1}{(p-a).(p-b)} = \frac{B_l}{M_m} \cdot \frac{1}{\mathscr{P}_1} \qquad \textbf{(I.17)}$$

Les racines du polynôme $\mathscr{P}_1$ s'expriment en considérant le signe de son discriminant avec :

$$\Delta \geq 0 \Rightarrow \Delta = \frac{1}{\tau^2} - \omega_0^2 = \Omega_+^2 \text{ soit } a = \alpha + \Omega_+ \ et \ b = \alpha - \Omega_+ \text{ avec } \alpha = -\frac{1}{\tau} \text{ décrément log}$$

$$\Delta \leq 0 \Rightarrow \Delta = \frac{1}{\tau^2} - \omega_0^2 \text{ soit } \Delta = j^2.\left(\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}\right) = \left(j.\Omega_-\right)^2 \text{ d'où } a = \alpha + j.\Omega_- \text{ et } b = \alpha - j.\Omega_-$$

Seuls les systèmes très amortis présentent un signe positif du discriminant, le cas d'un haut-parleur étant généralement associé à la seconde formulation, où $j = \sqrt{-1}$. La transformation inverse conduisant au domaine temps[5], le cas amorti présente une réponse impulsionnelle en déplacement telle que :

$$x_\delta(t) = \frac{B_l.i_\delta}{M_m.\sqrt{\frac{1}{\tau^2} - \omega_0^2}}.e^{-\frac{t}{\tau}}.\sinh\left(\sqrt{\frac{1}{\tau^2} - \omega_0^2}.t\right) \qquad \text{avec } 1/\tau \geq \omega_0 \qquad \textbf{(I.18.a)}$$

Considérant le cas peu amorti représentatif du comportement d'un transducteur réel, le comportement est représenté par la relation suivante, les deux formulations recouvrant pour autant une même réalité mathématique et physique.

$$x_\delta(t) = \frac{B_l.i_\delta}{M_m.\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}}.e^{-\frac{t}{\tau}}.\sin\left(\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}.t\right) \qquad \text{avec } 1/\tau \leq \omega_0 \qquad \textbf{(I.18.b)}$$

[5] Le calcul ou l'emploi d'une table montre que : $\mathscr{L}^{-1}\left(\frac{1}{(p-a).(p-b)}\right) = \frac{e^{a.t} - e^{b.t}}{(a-b)}$

Les précédentes considérations sont aisément adaptables au calcul des grandeurs physiques associées, compte tenu des propositions suivantes :

1- La réponse indicielle du déplacement en courant résulte de l'intégration de la réponse impulsionnelle.

2- La réponse indicielle en vitesse résulte de la dérivée de celle du déplacement, et donc de la réponse impulsionnelle en courant. Bien que peu évoquée par l'homme du métier le paramètre vitesse présente un caractère fondamental d'énergie cinétique et permet d'évaluer la distorsion due à l'effet Doppler (*cf. infra*, Ch.II, §2.1) pour la fréquence la plus élevée d'une sollicitation bitonale.

3- La réponse indicielle en accélération est aussi la dérivée de la réponse impulsionnelle en courant.

4- Enfin, en considération de la finalité du dispositif conduisant à la reproduction sonore directement liée à l'accélération de l'équipage mobile, il convient de connaître la réponse impulsionnelle en accélération pour un signal de Dirac en courant. Cette réponse dérive simplement de la réponse indicielle évoquée au point **3**.

Evaluation des réponses indicielles : déplacement et accélération fonctions de l'indice en courant

La réponse en déplacement à l'indice de courant présente l'avantage de bien caractériser le système en dehors de sa fonction sonore, avec notamment une parfaite identification du régime permanent : c'est une nécessité au regard du travail ultérieur de prise en compte des non linéarités définies de manière statique, en termes de déviation des paramètres (facteur de force, rigidité, *etc.*) en fonction du déplacement. En outre, le transitoire riche en haute fréquence est une garantie d'identification correcte de tout système physique.

Pour un indice de courant de hauteur notée i_0, l'intégration étant rapportée au facteur **1/*p*** dans le domaine fréquence, la **relation I-15** devient :

$$X_\Gamma(p) = \frac{B_l.i_0}{M_m}\cdot\frac{1}{p}.\frac{1}{(p-a).(p-b)} \quad avec \quad \mathscr{L}^{-1}\left[\frac{1}{p}.\frac{1}{(p-a).(p-b)}\right] = \frac{1}{(a-b)}.\left[\frac{1}{a}.e^{a.t} - \frac{1}{b}.e^{b.t}\right] \qquad \textbf{(I.19)}$$

Un calcul classique avec les notations précédentes et suivi du regroupement des termes conduit à la forme suivante :

$$x_\Gamma(t) - x_\Gamma(0) = \frac{B_l.i_0}{M_m.\Omega_+.\omega_0^2}.e^{\alpha.t}.[\alpha.\sinh(\Omega_+.t) - \Omega_+.\cosh(\Omega_+.t)]$$

En conséquence, les deux cas, très amorti et peu amorti s'expriment respectivement :

- **Déplacement indiciel** pour le cas très amorti, avec $1/\tau \geq \omega_0$,

$$x_\Gamma(t) = \frac{B_l.i_0}{M_m.\omega_0^2.\sqrt{\frac{1}{\tau^2} - \omega_0^2}}.e^{-\frac{t}{\tau}}.\left[-\frac{1}{\tau}.\sinh\left(\sqrt{\frac{1}{\tau^2} - \omega_0^2}.t\right) - \sqrt{\frac{1}{\tau^2} - \omega_0^2}.\cosh\left(\sqrt{\frac{1}{\tau^2} - \omega_0^2}.t\right)\right] + \frac{B_l.i_0}{M_m.\omega_0^2} \qquad \textbf{(I.20.a)}$$

- **Déplacement indiciel** pour le cas peu amorti, avec $1/\tau \leq \omega_0$,

$$x_\Gamma(t) = \frac{B_l.i_0}{M_m.\omega_0^2.\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}}.e^{-\frac{t}{\tau}}.\left[-\frac{1}{\tau}.\sin\left(\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}.t\right) - \sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}.\cos\left(\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}.t\right)\right] + \frac{B_l.i_0}{M_m.\omega_0^2} \qquad \textbf{(I.20.b)}$$

Le second terme des membres de droite est représentatif du régime permanent ($t >> \tau$). Là encore, les deux formulations recouvrent une même réalité et dans la suite seule l'une des deux restera exposée quant aux éléments portant sur l'accélération.

A titre d'illustration de ces comportements, les réponses impulsionnelle et indicielle en déplacement d'un haut parleur de l'état de la technique ont été calculées, puis représentées sur la **figure I.6**. Les paramètres nominaux correspondent à un modèle classique de haut parleur médium de moyenne gamme diffusé par la société Morel®, type EM 428 (8 Ω, 150 W). La **relation I.18.b** conduit au tracé de la réponse impulsionnelle, lors que la réponse indicielle a été obtenue des trois manières suivantes :

- par intégration temporelle de la relation **I.18.b**, (logiciel *Mathcad*)
- par la relation analytique **I.20.b**, (logiciel *Mathcad*)
- par simulation numérique *Matlab* + *Simulink*, en annulant toutes les non linéarités, conformément aux travaux exposés par la suite dans ce document (*cf. infra*, Chapitre III).

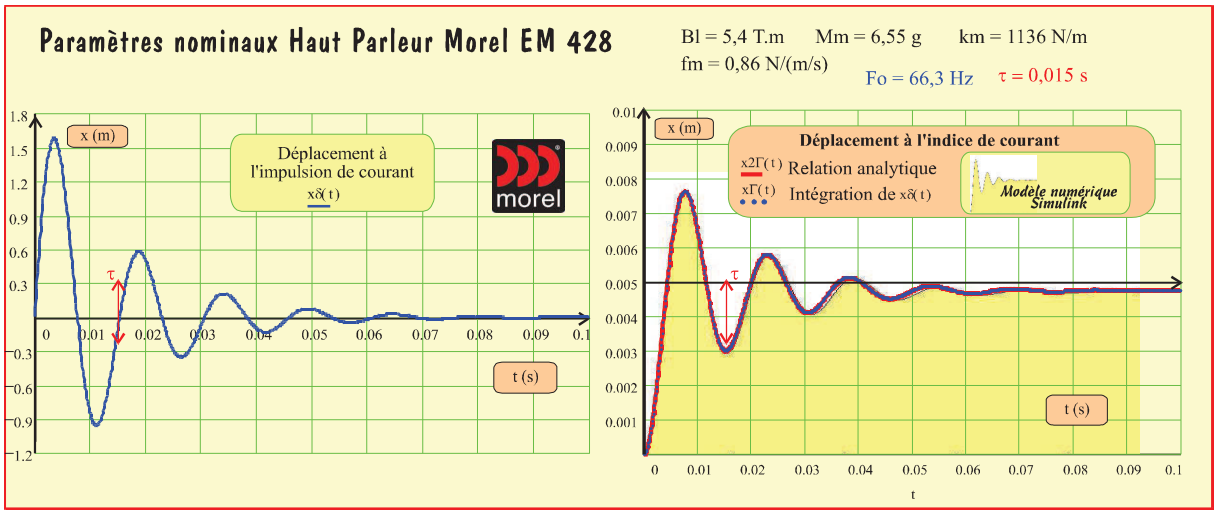


Figure I.6 : Réponses impulsionnelle et indicielle d'un haut parleur medium idéalisé

La fréquence de résonance mécanique de ce haut parleur est de f_m= 66,29 Hz —le constructeur indique 68 Hz—, et avec un temps propre de τ = 15 ms le comportement oscillatoire est totalement amorti et stabilisé au-delà d'environ 100 ms. Pour une considération réaliste il importe de souligner que le choix de cet indice de courant unitaire ne serait pas compatible avec l'expérience, du fait du déplacement excessif infligé à la membrane. De fait, la notice du constructeur recommande une course limitée à x_{max} = ± 3 mm, valeur bien inférieure à la convergence vers 5 mm observable sur la **figure I-6**, sans préjudice de la dégradation thermique entraînée par un régime permanent imposé au sein d'un haut-parleur.

3.2.1.4 L'accélération, grandeur représentative du niveau sonore

Les considérations précédentes soulignent l'importance du dimensionnement d'un transducteur, dont la surface et l'amplitude du déplacement de la membrane conditionnent le niveau sonore émis par le système. La relation énergétique **I-9** sur le niveau sonore (N_{dB_SL}) permet de définir l'intensité acoustique, $I_{acoustique}$ en termes de densité de puissance en W/m² avec :

$$I_{acoustique} = 10^{\frac{N_{dB_SL}}{10}} \cdot 10^{-12} \quad \text{, avec en outre une puissance } P_{acoustique} = \iint_{Surface} I_{acoustique} \cdot ds \quad [W]$$

A titre d'exemple, pour une source idéale considérée capable de rayonnement sphérique —bien que constituée d'un piston de rayon r et de surface S—, la puissance de la source et le niveau sonore généré en champ lointain à une distance R de la source sont reliées par (R >> r) :

$$P_{acoustique} = 10^{\frac{N_{dB_SL}}{10}} \cdot 10^{-12} \cdot 4 \cdot \pi \cdot R^2 \quad . \qquad [W] \qquad \textbf{(I.21)}$$

Ainsi, au sens de cette relation il résulte que des niveaux respectifs de 94dB$_{SPL}$ et de 106 dB$_{SPL}$ mesurables à une distance de un mètre supposent des puissances acoustiques émises de 32 mW, jeu *mezzoforte* du piano, et 0,5 W pour un jeu *fortissisimo* du piano[6].

La pression acoustique relative au niveau sonore mesurable à distance d'une source, en termes d'*effet*, est à rapprocher du champ d'accélération vibratoire de la membrane (en écran plan), en termes de *cause*. Elle est exprimée, en champ lointain (à la distance *R*) pour une accélération vibratoire uniforme de la membrane, par la relation [16, 17] (convention $e^{+i\omega t}$, $\omega = 2\pi f$) :

$$p = \rho_{air} S a \frac{e^{-i(\omega/c)R}}{2\pi R} \frac{2J_1\left[(\omega/c)\sqrt{S/\pi}\,\sin\theta\right]}{(\omega/c)\sqrt{S/\pi}\,\sin\theta}. \qquad \text{[Pa]} \qquad \textbf{(I.22)}$$

Ici, J_1 représente la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1, ρ_{air} représente la densité de l'air (ρ_{air} = 1,23 kg/m^3 à 20°C), $f = \omega/(2\pi)$ la fréquence émise, **c** la vitesse de propagation du son (avec c = 343 m/s à 20°C), **S** la surface mobile de la source et **a** son champ d'accélération. L'approximation de ponctualité est considérée remplie si : $2\cdot\pi\cdot \mathrm{f}\cdot R/\mathrm{c} \le k_H = 1$ (en basse fréquence le facteur de directivité tend vers 1, champ monopolaire de la source ponctuelle). Pour k_H> 3, la source est affectée d'un caractère de plus en plus directionnel.

La puissance acoustique émise par la source en basse fréquence (directivité égale à 1) est obtenue par intégration de l'intensité acoustique $I_{r\infty} = |p|^2/(2\rho_{air}c)$ sur la surface de rayon $R \to \infty$:

$$P_{acoustique} = \frac{\rho_{air}}{2\pi c}(Sa)^2 \quad . \qquad \text{[W]} \qquad \textbf{(I.23)}$$

Ainsi, les relations **I.21** et **I.23** combinées conduisent à :

$$\mathrm{N_{dB_SL}} = 20\cdot\log\left[\frac{10^6\cdot \mathrm{a}\cdot \mathrm{S}}{2\cdot\pi\cdot \mathrm{R}}\cdot\sqrt{\frac{\rho_{air}}{2\cdot \mathrm{c}}}\right] \qquad [\varnothing] \qquad \textbf{(I.24)}$$

Enfin, au regard des relations **I-9** et **I.23,** la **proportionnalité entre le module de pression p_m et l'accélération a**, dans une configuration donnée entre la source et le récepteur, apparaît avec :

$$p_{\mathrm{m}} = \frac{10\cdot \mathrm{S}}{\pi\cdot \mathrm{R}}\cdot\sqrt{\frac{\rho_{air}}{2\cdot \mathrm{c}}}\cdot \mathrm{a} \qquad \text{[Pa]} \qquad \textbf{(I.25)}$$

3.2.1.5 Réponses indicielle et impulsionnelle de l'accélération vis-à-vis du courant

La réponse indicielle rapportée à l'accélération se détermine, comme évoqué au point **3** par la dérivation de la réponse impulsionnelle en courant. L'opération gagne à être effectuée dans le domaine fréquence avec :

$$A_\Gamma(p) = \frac{B_l.i_0}{M_m}\cdot\frac{p}{(p-a).(p-b)} \quad \text{avec} \quad \mathscr{L}^{-1}\left[\frac{p}{(p-a).(p-b)}\right] = \frac{1}{(a-b)}.\left[a.e^{a.t} - b.e^{b.t}\right] \qquad \textbf{(I.26)}$$

Compte tenu des notations précédentes et suite au regroupement des termes l'accélération à l'indice de courant s'exprime :

$$A_\Gamma(t) = \frac{B_l.i_0}{M_m.\Omega_+}.e^{\alpha.t}.\left[\alpha.\sinh(\Omega_+.t) + \Omega_+.\cosh(\Omega_+.t)\right].$$

Il en résulte pour la formulation peu amortie :

$$A_\Gamma(t) = \frac{B_l.i_0}{M_m.\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}}.e^{-\frac{t}{\tau}}.\left[\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}.\cos\left(\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}.t\right) - \frac{1}{\tau}.\sin\left(\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}}.t\right)\right] \quad \text{[m/s²]} \qquad \textbf{(I.27)}$$

[6] Par exemple : Prélude en C$_{\#min}$ de Rachmaninov, *opus* 3 n°2, Mesure 52

Enfin, au regard du point **4**, il convient de connaître la réponse impulsionnelle en accélération pour un signal de Dirac en courant, laquelle dérive simplement de la réponse indicielle évoquée au point **3**. En termes de fonction de transfert, la relation de rapport fréquentiel de l'Accélération sur l'Intensité de sollicitation devient :

$$\frac{A}{I} = \frac{B_l}{M_m} \cdot \frac{p^2}{(p-a).(p-b)} \text{ avec } \quad \mathscr{L}^{-1}\left[\frac{p^2}{(p-a).(p-b)}\right] = \frac{1}{(a-b)}.\left[a^2.e^{a.t} - b^2.e^{b.t}\right] \qquad \textbf{(I.28)}$$

Dans le domaine temporel l'expression devient :

$$A_\delta(t) = \frac{B_l.i_\delta}{M_m.\Omega_+}.e^{\alpha.t}.\left[\left(\alpha^2 + {\Omega_+}^2\right)\cdot\sinh(\Omega_+\cdot t) + 2\cdot\alpha\cdot\Omega_+.\cosh(\Omega_+\cdot t)\right]$$

Avec les notations précédentes, la réponse impulsionnelle peut s'écrire :

$$A_\delta(t) = \frac{B_l.i_\delta}{M_m\cdot\sqrt{\frac{1}{\tau^2}-\omega_0^2}}\cdot e^{-\frac{t}{\tau}}\cdot\left[\left(\frac{2}{\tau^2}-\omega_0^2\right)\cdot\sinh\left(\sqrt{\frac{1}{\tau^2}-\omega_0^2}\cdot t\right) - \frac{2}{\tau^2}\cdot\sqrt{\frac{1}{\tau^2}-\omega_0^2}\cdot\cosh\left(\sqrt{\frac{1}{\tau^2}-\omega_0^2}\cdot t\right)\right] \qquad \textbf{(I.29)}$$

Ainsi, quelque soit la forme des signaux, même hors de l'hypothèse de périodicité [5,6], la reproduction du signal sonore porté par toute valeur temporelle de l'intensité résulte de la convolution du motif en courant avec la réponse impulsionnelle de la relation **I.29**.

3.2.1.6 Caractéristiques des fonctions de transfert dans le domaine fréquence

Les comportements fréquentiels de **déplacement** et d'**accélération** sont respectivement représentés par les relations **1.17** et **1.28**. La présence du polynôme caractéristique $\mathscr{P}_1$, dénominateur commun à ces deux paramètres, entraîne l'observation de propriétés communes pour la fréquence de résonance et pour l'amortissement.

$$\mathscr{F}_1(p) = \frac{1}{\mathscr{P}_1(\mathrm{p})} = \frac{1}{\left(p^2 + \frac{2}{\tau}.p + {\omega^2}_0\right)} \quad \text{avec } \mathscr{F}_1(0) = \frac{1}{{\omega^2}_0} \quad \text{et} \quad \mathscr{F}_1(\omega_0) = -j\cdot\frac{\tau}{2\cdot\omega_0} \qquad \textbf{(I.30)}$$

Une grandeur caractéristique adimensionnelle du comportement, appelée **facteur Q_m de résonance mécanique** se définit par le rapport du comportement à la résonance sur celui en régime permanent :

$$\mathrm{Q_m} = \left|\frac{\mathscr{F}_1(\omega_0)}{\mathscr{F}_1(0)}\right| = \left|\frac{\mathscr{P}_1(0)}{\mathscr{P}_1(\omega_0)}\right| = \left|-j\cdot\frac{\omega_0\cdot\tau}{2}\right| \quad \text{soit ;} \quad \mathrm{Q_m} = \frac{\sqrt{k_m\cdot M_m}}{f_m} \qquad [\varnothing] \qquad \textbf{(I.31)}$$

En pratique, si le phénomène de résonance d'un haut-parleur est très marqué, une correction du signal de sollicitation devient nécessaire. Par exemple, considérant le transducteur objet de la **figure I.6**, les paramètres du constructeur conduisent à un facteur de résonance **Q_m = 3,17**, valeur exigeant d'être corrigée pour une reproduction sonore de qualité.

Considérant le polynôme $\mathscr{F}_1(p)$ inverse de $\mathscr{P}_1(\mathrm{p})$, le comportement général d'un système assujetti à de telles caractéristiques de résonance peut être normalisé au regard des **relations I.30** en considérant des fonctions respectivement définies pour chaque paramètre par :

$[\mathscr{H}_{1x}(p) = \omega_0^2.\mathscr{F}_1(p)]$ vis-à-vis du déplacement, [filtre passe-bas] **(I.32.a)**

$[\mathscr{H}_{1v}(p) = \mathrm{p}.\omega_0.\mathscr{F}_1(p)]$ vis-à-vis de la vitesse, [filtre passe-bande] **(I.32.b)**

$[\mathscr{H}_{1a}(p) = \mathrm{p}^2..\mathscr{F}_1(p)]$ vis-à-vis de l'accélération. [filtre passe-haut] **(I.32.c)**

L'expression dédiée au déplacement est unitaire à fréquence nulle, lors que celle représentative de l'accélération tends vers l'unité à fréquence infinie. Ainsi, les tracés typiques de telles fonctions de transfert, dites du second ordre, permettent de singulariser d'une part le niveau du facteur de résonance du système à l'aide du facteur Q, et d'autre part de définir une bande fréquentielle de résonance classiquement définie par deux valeurs des fréquences spécifiques encadrant le pic.

Ces dernières valeurs sont alors définies par :

$$\omega_1, \omega_2 \text{ telles que : } \left|\mathscr{H}_1(j\cdot\omega_{1,2})\right| = \left|\mathscr{H}_1(j\cdot\omega_0)\right| / \sqrt{2} \qquad \textbf{(I.33)}$$

Considérant par exemple la fonction relative à la vitesse (filtrage passe-bande), le calcul montre qu'à ces deux fréquences spécifiques, les amplitudes des partie réelle et imaginaire de $\mathscr{H}_{1v}(p)$ deviennent égales, entraînant ainsi des valeurs de ± 45° pour les déphasages associés à la fonction $\mathscr{H}_{1v}(\omega_{1,2})$.

La **figure I.7** représente le comportement fréquentiel des polynôme $\mathscr{H}_1(p)$ dont les modules sont représentés avec une **échelle linéaire** mettant en évidence le caractère significatif du pic de résonance. Compte tenu de la valeur du facteur $\mathbf{Q_m = 3,17}$, la bande fréquentielle de résonance est encadrée par les valeurs telles que le niveau maximal observé est diminué de 3,01dB : Ainsi,

Pour le déplacement,	f_1 = 52,7 Hz, et f_2 = 74,7 Hz,	[$\varphi(f_1)$ = -34,1°, et $\varphi(f_2)$ = -127,25°]
Pour la vitesse,	f_1 = 56,66 Hz, et f_2 = 77,56 Hz,	[$\varphi(f_1)$ = +45°, et $\varphi(f_2)$ = -45°]
Pour l'accélération,	f_1 = 58,82 Hz, et f_2 = 83,49 Hz	[$\varphi(f_1)$ = 127,25°, et $\varphi(f_2)$ = 34,1°]

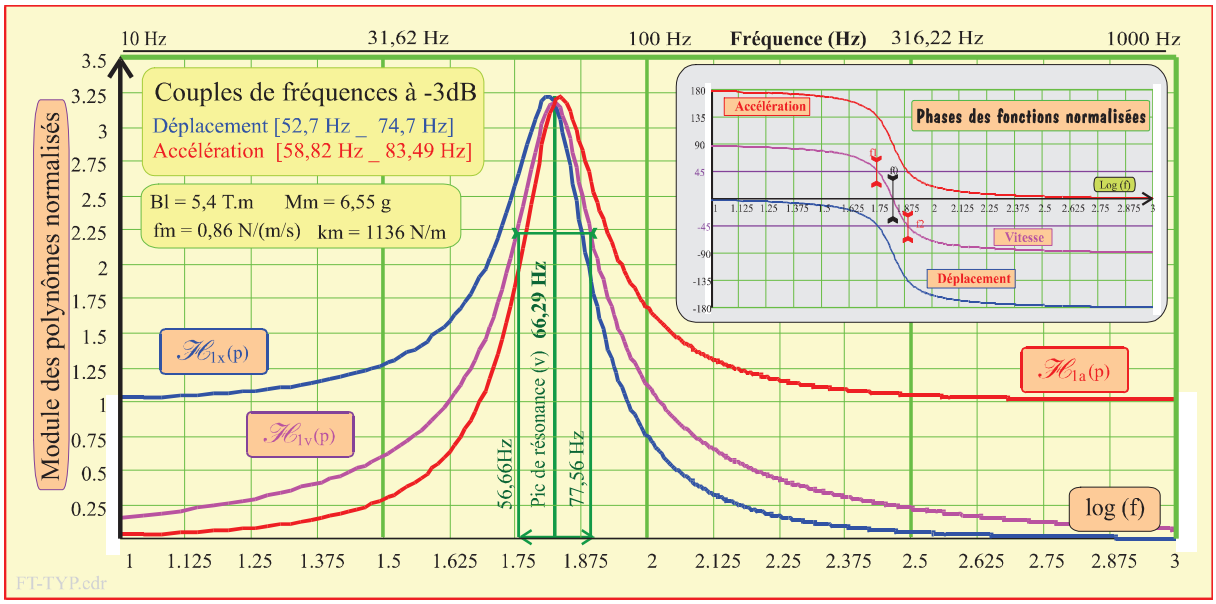


Figure I.7 : Evolution du module et de la phase du polynôme normalisé $\mathscr{H}_1(p) = \omega_0^2 . \mathscr{F}_1(p)$

De fait, les comportements en déplacement et en accélération d'un transducteur associé à leur type de polynôme caractéristique s'évaluent à l'aide d'échelles logarithmiques affectées aux modules, permettant ainsi de visualiser directement les taux d'atténuations attendus pour de tels systèmes du second ordre, soit - 40dB/décade.

De cette manière, considérant les paramètres du haut-parleur mentionné dans les exemples précédents, la **figure I.8** illustre les évolutions respectives du module et de la phase des fonctions de transfert relatives au déplacement et à l'accélération de la membrane. La représentation logarithmique du gain dont les valeurs sont disposées en ordonnée minimise le caractère non négligeable de la résonance qu'il convient de corriger dans un cas réel de reproduction sonore.

Vis-à-vis de l'observation du déplacement en fonction de la fréquence, la **figure I.8** illustre de surcroît la fonction normalisée associée [$\mathscr{H}_{1x}(p) = \omega_0^2 . \mathscr{F}_1(p)$] (Tracé de couleur magenta).

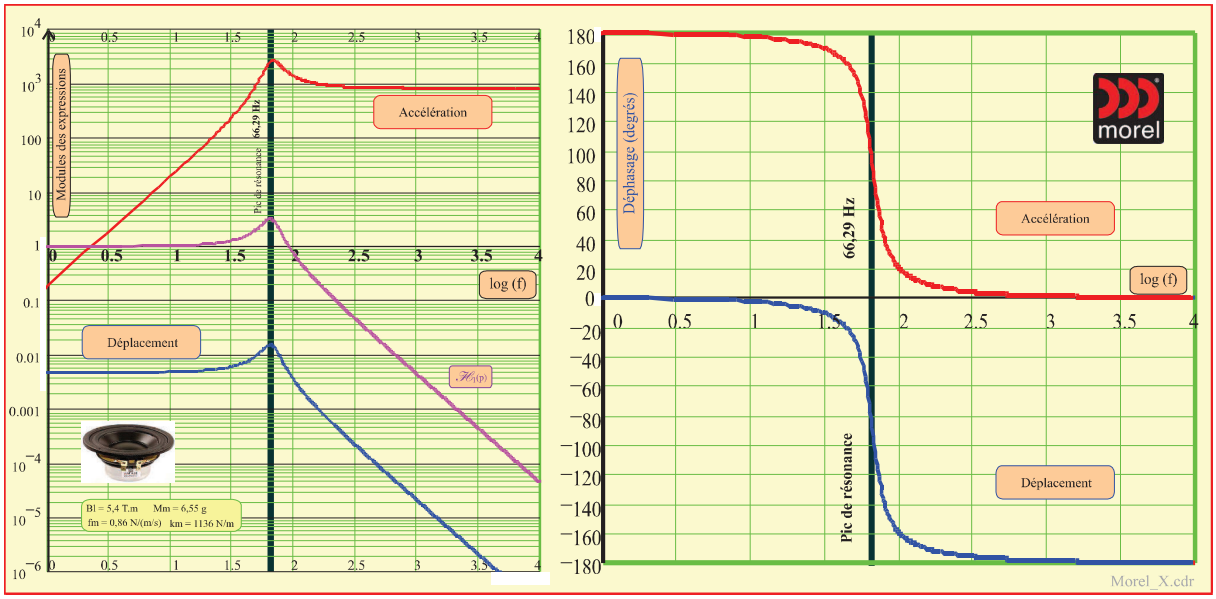


Figure I.8 : Comportement fréquentiel type des fonctions déplacement et accélération

La pression acoustique, à l'image de l'accélération observable sur la **figure I.15** évolue en opposition de phase avec le signal de sollicitation en termes d'intensité lors d'un régime en basse fréquence. Au-delà de la fréquence de résonance, il apparaît clairement que les signaux deviennent rapidement en phase. Avec l'exemple du Haut-parleur choisi (Morel EM 428), opérationnel jusqu'à environ 6 kHz, au-delà de 250 Hz le déphasage entre l'accélération et le courant devient inférieur à 5 degrés d'angle.

D'une manière générale, les sons issus de tout instrument de musique sont d'une part évolutifs (transitoires), et d'autre part caractérisés par une certaine richesse spectrale. Le transducteur peut présenter un comportement altéré lorsque la fréquence fondamentale est située en dessous de la résonance avec de nombreuses harmoniques distribuées au dessus.

A cet égard, la combinaison raie par raie du spectre du signal de sollicitation avec la fonction de transfert de l'accélération est représentative du spectre du signal sonore issu du transducteur. La reconstruction spectrale dans le domaine temps, au moyen d'une transformation de Fourier inverse, permet de comparer les formes respectives de la sollicitation et de l'effet obtenu. Une telle procédure peut s'inscrire dans une stratégie d'asservissement du transducteur, comme nous l'évoquerons par la suite dans une perspective de poursuite de ces travaux au-delà de la formation doctorale.

3.2.1.7 Représentation temporelle des observables d'un transducteur linéaire

Avec l'hypothèse simplificatrice de linéarité, la connaissance des fonctions de transfert permet de modéliser le comportement temporel pour toute forme du signal de sollicitation. A titre d'exemple, nous avons déterminé les comportements en **déplacement**, en vitesse, et en **accélération** pour une **sollicitation en courant** à niveau maximum unitaire.

La fréquence fondamentale et la richesse spectrale du signal de commande constituent deux critères essentiels quant à l'interprétation de la forme des signaux obtenus par modélisation. A la base, une simple sinusoïde permet la vérification de la pertinence des paramètres de modules et de phases discutés vis-à-vis de la **figure I.7**. Ensuite, la modélisation du comportement du transducteur pour des signaux plus élaborés présente l'intérêt de pouvoir comparer les signaux avant et après transformation par le système.

A cet effet, diverses fonctions types sont synthétisées sous Mathcad® compte tenu de leurs diverses compositions spectrales comme l'illustre la **figure I.9**. Les valeurs des fonctions types sont disposées en un tableau de 2048 échantillons permettant de calculer leur spectre à l'aide d'une procédure FFT.

Par ailleurs, les fonctions de transfert sont discrétisées après normalisation en autant d'échantillons, puis tracées pour vérification. Le produit fréquentiel est alors réalisé, avant retour dans le domaine temps par FFT inverse. Les signaux normalisés sont alors remis à l'échelle, puis tracés afin d'observer les comportements attendus quant aux signaux de sollicitation choisis et leur fréquence fondamentale.

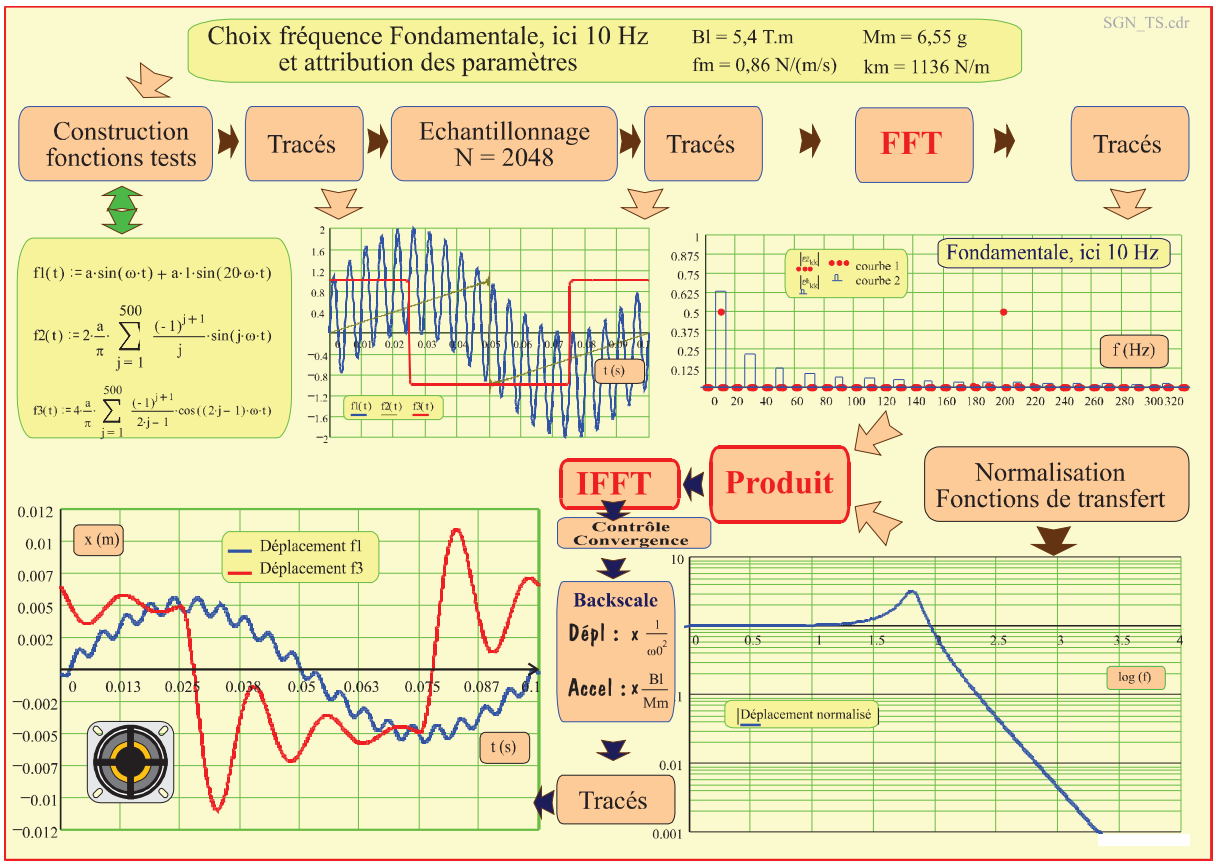


Figure I.9 : Détermination temporelle des fonctions déplacement, vitesse, et accélération

Le premier signal type est un **signal bitonal** d'égale amplitude unitaire pour les deux constituants, dont la seconde composante est fixée à 20 fois la fréquence fondamentale —soit 10 Hz sur la figure—, afin d'observer l'effet de filtrage quand la fréquence fondamentale est largement au dessous de la résonance (ici 66,29 Hz) lors que l'harmonique 20 est à fréquence très supérieure.

Le deuxième signal est une **dent de scie centrée** présentant une relaxation, et le troisième signal est un **créneau centré** particulièrement riche en harmoniques. Pour plus de clarté, la **figure I.9** n'illustre que le traitement de la première [amplitude 1A] et de la troisième fonction [de +1A à -1A], en ne considérant que la fonction de transfert associée au déplacement. Les fondamentales des réponses à 10 Hz restent en phase, lors que pour le premier signal l'harmonique 20 est déjà en opposition de phase et très atténué vis-à-vis de la fondamentale.

Le signal créneau converge vers le déplacement observé en réponse indicielle de la **figure I.6**, avec une valeur x = 5mm. A cet égard, les fluctuations sont plus accentuées que celles observées sur la réponse indicielle du fait d'une transition de courant portant sur deux ampères.

En considérant les mêmes paramètres et les mêmes signaux de sollicitation, la **figure I.10** illustre les comportements respectifs du déplacement, de la vitesse et de l'accélération du diaphragme, la fondamentale restant définie à 10 Hz.

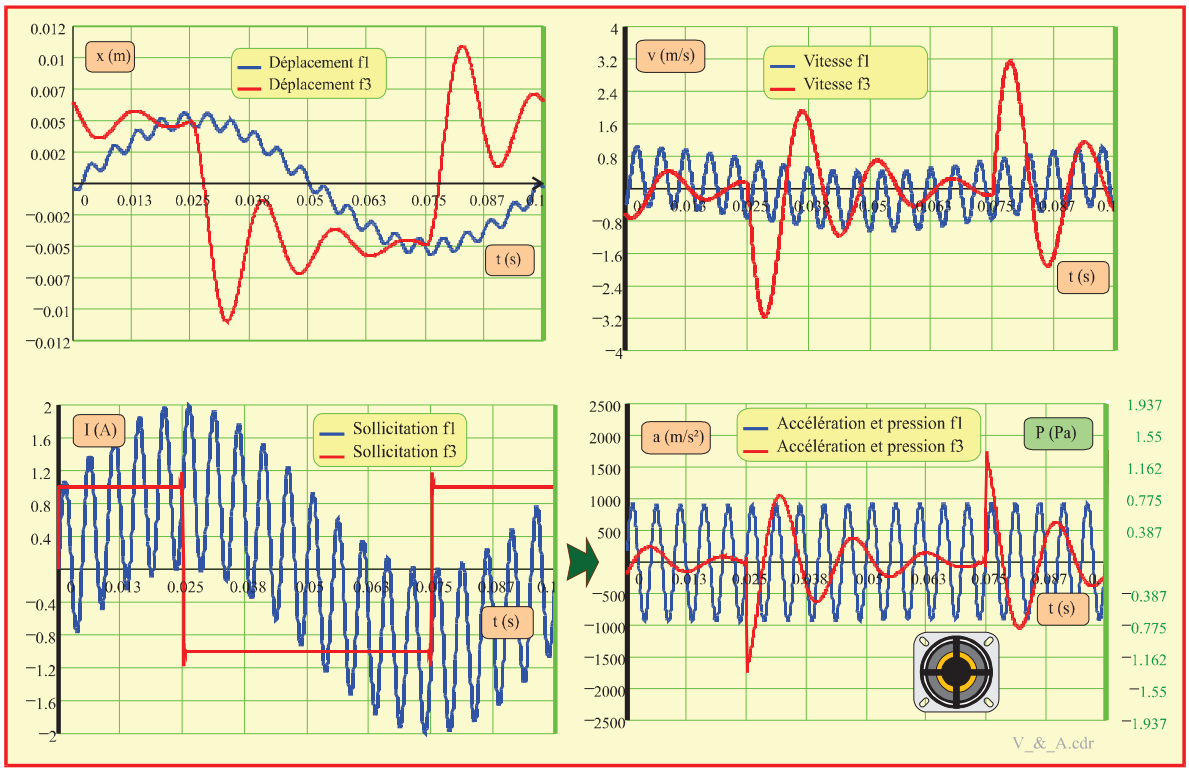


Figure I.10 : Comportement temporel des fonctions déplacement, vitesse, et accélération

Le bas de la figure met en évidence la relation entre sollicitation et accélération. La première fonction voit quasiment disparaître la fondamentale lors que seule l'harmonique 20 est représentative du signal sonore délivré.

En outre, la surface effective de membrane associée à la référence du haut-parleur choisi est donnée pour **S = 57 cm²** par le constructeur[7]. Ainsi, en appliquant la **relation I.25** avec c = 342 m/s, ρ = 1,23 kg/m^3, et considérant une distance de 1 mètre du transducteur, la pression acoustique est figurée sur l'échelle droite des ordonnées, proportionnellement aux valeurs de l'accélération. Toutefois il importe de souligner le caractère approché de la **relation I.25** conduisant au facteur de proportionnalité suivant entre la pression acoustique $\boldsymbol{p}_m$ et l'accélération notée **a** :

$$\boldsymbol{p}_m = \Lambda \cdot a \quad \text{avec} \quad \Lambda = \frac{10 \cdot S}{\pi \cdot R} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{2 \cdot c}} \quad \text{soit} \quad \Lambda = 7{,}75 \cdot 10^{-4} \ \ [\text{Pa}/(\text{m/s}^2)] \qquad \textbf{(I.34)}$$

Au regard de la richesse spectrale de la sollicitation créneaux, là encore, la recomposition du signal souligne la quasi-disparition de la fréquence fondamentale. Considérant l'effet sonore, compte tenu des éléments de la chaîne résumés sur la **figure I.5** et des propriétés de la perception illustrées sur la **figure I.3**, il importe de rapprocher les caractères passe-haut du transducteur de façon concomitante avec la borne inférieure de la bande passante de l'oreille, inappropriée à la perception des signaux infrasonores (f < 15 Hz).

A titre didactique, sur un plan comportemental et bien que la situation décrite ne soit pas souhaitable dans l'exploitation du haut-parleur, nous avons déterminé l'allure des signaux [**x**, **v**, **a**] dans les cas particuliers des fonctions de sollicitation respectivement bitonale et dent de scie, aux fréquences fondamentales spécifiques f_1 = 58,82 Hz, et f_2 = 83,49 Hz, distribuées autour du pic de résonance propre à l'accélération (f_0 = 66,29 Hz).

L'objectif est de mettre directement en évidence les propriétés d'atténuation en module et de saut de phase quant au déphasage. La forme de l'ensemble des signaux est illustrée sur la **figure I.11**.

[7] La fiche des paramètres de ce transducteur fait l'objet de **l'annexe I** du présent document

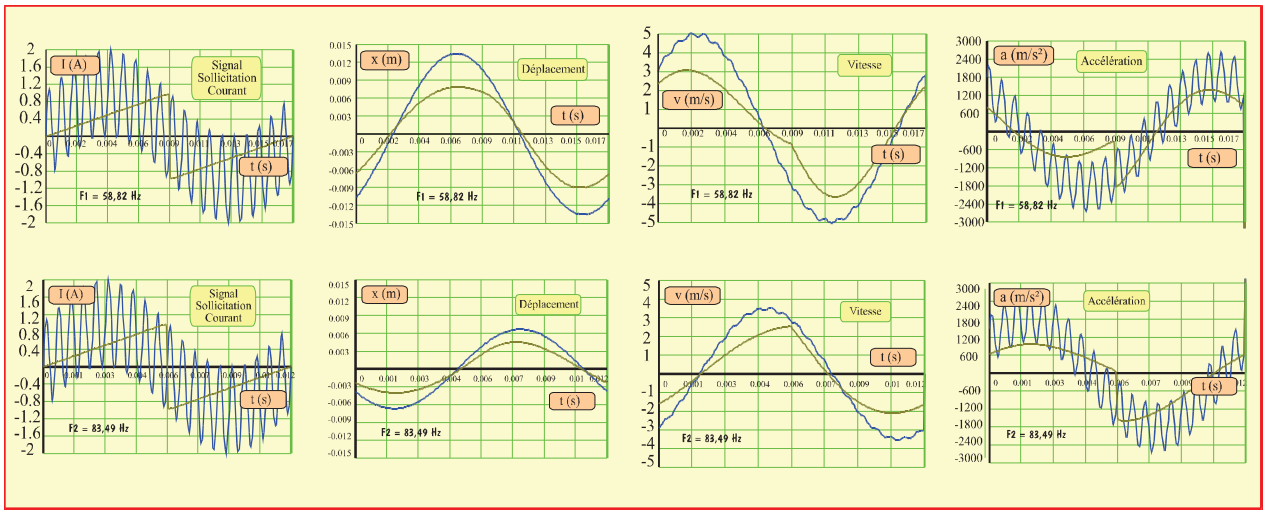


Figure I.11 : Fonctions déplacement, vitesse, et accélération autour de la résonance "a" à **-3dB**

Les signaux de sollicitations restant conformés à l'identique, l'observation des réponses en déplacement montrent une propriété commune d'intégration où seules subsistent les fréquences fondamentales. L'altération de la phase apparaît clairement et de la même manière pour les deux conformations des signaux de sollicitation. Les réponses en vitesse montrent des altérations de phases corrélées à celle du déplacement et un contenu harmonique plus conséquent que celui du déplacement. Enfin, les réponses en accélérations montrent clairement leurs phases en opposition et un module d'égale amplitude pour les fondamentales du signal bitonal et du signal en dent de scie, avec un niveau de reproduction significatif des harmoniques de rang élevé vis-à-vis de la fondamentale.

Toujours à titre didactique et sur un plan comportemental, un régime générique du transducteur peut être considéré à la fréquence musicale du la_3, à 440 Hz, en reprenant les fonctions de sollicitation bitonale et en créneau. La **figure I.12** illustre le comportement des observables [**x**, **v**, **a**].

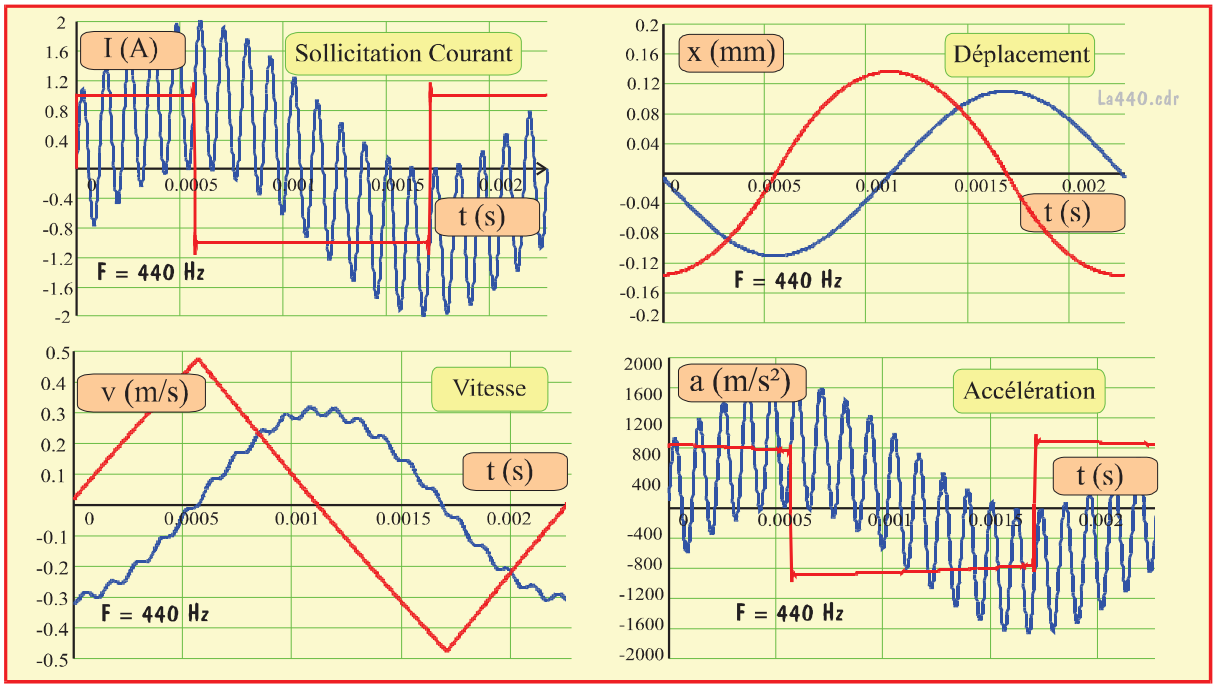


Figure I.12 : Fonctions déplacement, vitesse, et accélération pour un régime normal à 440Hz

L'observation des déplacements aux valeurs très atténuée n'est plus directement représentative du signal traité, lors que le comportement passe-haut de l'accélération illustre une reproduction sonore conforme au pilotage du transducteur.

3.2.1.8 Nature des non linéarités afférentes à la commande en courant

La **relation I.15** ne constitue qu'une approche au premier ordre de la relation réelle observable entre l'intensité, signal de commande et le déplacement affecté de ses dérivées successives.

$$F = B_l.i = M_m.\frac{d^2x}{dt^2} + f_m.\frac{dx}{dt} + k_m.x \qquad \text{(I.15)}$$

Altérations relatives au membre de gauche de la relation I.15

De fait, la force de Lorentz n'est pas seule en jeux, et lorsque le solénoïde de l'équipage mobile est traversé par un courant, les lignes de flux magnétique ont systématiquement tendance à faire l'objet d'une circulation minimale, créant ainsi une force additionnelle ramenant le diaphragme vers l'arrière quelque soit le sens du courant. Cette **force solénoïde** constitue une composante parasite de sollicitation, qui bien que faible devant la force utile de Lorentz entraîne une distorsion de composante harmonique double, conformément aux éléments résumés au sein de la **figure I.13**.

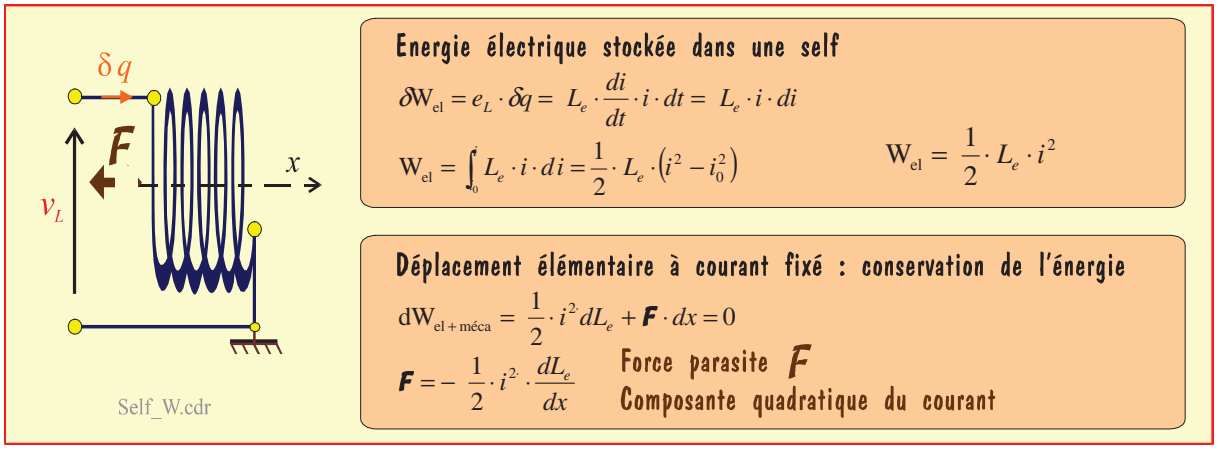


Figure I.13 : Force de sollicitation parasite à l'origine d'une distorsion harmonique double

En outre et en terme de perturbation majeure, la valeur du facteur de force $\mathbf{B_l}$ est dépendante de la position du diaphragme, et son évolution autour de la position de repos n'est pas systématiquement symétrique [18]. Une représentation correcte demande un développement polynomial judicieusement limité comme nous l'exposerons dans la suite de ce document. En tout état de cause, le principe d'une commande en courant ne corrige en aucun cas la composante de force solénoïde en tant que telle mais permet d'éviter les conséquences liées aux variations de l'inductance en termes de non-linéarités [12].

Altérations relatives au membre de droite de la relation I.15

Les paramètres d'amortissement f_m et de rigidité k_m présentent généralement une dépendance vis-à-vis de la valeur du déplacement, avec là encore des spécificités concernant la symétrie de leur évolution autour de la position de repos. L'expression d'un développement polynomial est fonction des propriétés de symétrie. D'une manière générale, l'altération de distorsion entraînée par le comportement des paramètres d'amortissement et de rigidité est moins significative que celle induite par la composante de pilotage en courant du membre de gauche.

3.2.2 Comportement électrique d'un haut-parleur mécaniquement idéal

Les développements de l'électronique ont été largement motivés par la nécessité d'amplifier les signaux. Le caractère non intrusif des mesures de tension et la technologie des lampes a naturellement conduit à des réalisations destinées à l'amplification des niveaux de tension, le haut-parleur étant le plus souvent sollicité par la sortie d'un transformateur. Après l'avènement des semi-conducteurs l'usage a conduit à associer systématiquement les transducteurs avec des sources se comportant en générateur de tension.

Dans une telle association le récepteur présente une impédance spécifique liée à la nature hybride électrique et mécanique du système, et la fonction de transfert globale présentée entre le signal de commande en tension et l'accélération de la membrane dépend simultanément de la **relation I.15** combinée avec l'impédance du transducteur.

3.2.2.1 Comportement électrique du transducteur : stratégies de pilotage

Conformément à la représentation de la **figure I.4** la relation courant-tension aux bornes du système est régie par sa structure caractérisée par l'équipage mobile en mouvement au sein d'un champ magnétique. Ainsi, le comportement électrique est dicté par deux mécanismes —dissipation Joule liée à la loi d'Ohm et interactions électromagnétiques en termes de f.e.m induites—, sous-tendus par trois contributions [2] :

- la chute de tension liée à la composante résistive de l'enroulement solénoïde de l'équipage,
- la force électromotrice induite liée à la variation du flux magnétique lors du déplacement,
- la force électromotrice d'auto-induction régie par la loi de Lenz.

Ainsi dans l'hypothèse de linéarité du système les deux équations classiques régissant le comportement du haut-parleur sont :

$$B_l.i = M_m.\frac{d^2x}{dt^2} + f_m.\frac{dx}{dt} + k_m.x \qquad [N] \qquad (I.15)$$

$$e_{(t)} = R_e \cdot i_{(t)} + L_e.\frac{di}{dt} + B_l \cdot \frac{dx}{dt} \qquad [V] \qquad \textbf{(I.35)}$$

Les paramètres $\mathbf{R_e}$ [en Ω] et $\mathbf{L_e}$ [en H] désignent respectivement la composante résistive pure de l'enroulement, susceptible de varier avec la température, et son inductance propre fonction du déplacement lorsque l'on tient compte des non linéarités. De fait, si le courant impliqué dans le membre de gauche de l'**Eq. I.15** découle directement de la **relation I.35**, alors toute perturbation ou non linéarité impliquée dans cette dernière entraîne une influence sur le déplacement de la membrane et ses fonctions dérivées.

Au regard des remarques précédentes il importe maintenant de souligner ce que l'on entend par les stratégies respectives de **pilotage en courant** ou de **pilotage en tension**. En effet, dans les deux cas, le traitement des signaux par les étages de pré amplification conduisent à un signal de commande systématiquement mesurable sous la forme d'une tension (E_c).

- De fait, si la **transduction tension courant** est naturellement dépendante de l'impédance du dipôle que représente le transducteur (Z_{HP}), alors le pilotage ressort d'une stratégie de commande en tension au sens d'une liaison entre **générateur de Thévenin** idéal débitant sur le transducteur : ce dernier constitue alors une charge tributaire d'une alimentation par impédance quasi-nulle et toute composante de f.e.m. générée influence directement le courant traversant l'association. En résumé :

Commande en tension : $E_{c_(Z\to 0)} \rightarrow I\ [Z_{HP\ (\textbf{Eq. I.27 et Eq.I.47})}] \rightarrow [x, v, a]_{(\textbf{Eq. I.27})}$ **[I.36.a]**

- A l'inverse, si la transduction tension courant est assurée par un conditionneur de signal spécifiquement agencé, alors, lorsque le transducteur est sollicité par le courant de sortie de ce conditionneur la stratégie de commande relève d'un pilotage en courant. Le système électrique est assimilable à un **générateur de Norton** idéal débitant sur le transducteur : ce dernier représente alors une charge sollicitée sous impédance infinie, sur laquelle toute fluctuation de f.e.m. générée par la charge reste sans conséquence sur le comportement de l'association. Mieux encore, cette tension peut être mesurée puis utilisée en signal de correction dans une stratégie d'asservissement.

Commande en courant : $E_{c_(Z\to 0)} \rightarrow I_{[\textbf{Conditionneur}]\ _(Z\to\infty)} \rightarrow [x, v, a]_{(\textbf{Eq. I.27})}$ **[I.36.b]**

D'une manière générale la tension de commande sollicite directement les haut-parleurs, compte tenu d'un comportement électrique assujetti aux paramètres constitutifs de son impédance. Ce n'est que relativement récemment que divers travaux ont été conduits pour la conception de haut-parleurs spécifiquement pilotés en courant, compte tenu de conditionneurs adéquats [12].

3.2.2.2 De l'impédance motionnelle du transducteur et de son influence d'amortissement

Les relations **I.35** et **I.15** peuvent être considérées dans le domaine fréquence en régime harmonique, et combinées entre elles en termes de fonctions de transfert cascadées. En notant E_0 et I_0 les grandeurs complexes découplées de leur partie évolutive, l'indice étant significatif d'une fréquence angulaire particulière (*phasors* [2,4]), il vient :

$$E_0 = I_0 \cdot (R_e + L_e \cdot p) + B_l \cdot (X \cdot p)$$

$$B_l \cdot I_0 = M_m \cdot p \cdot (p \cdot X) + f_m \cdot (p \cdot X) + \frac{k_m}{p} \cdot (p \cdot X) \quad \text{soit} \quad (p \cdot X) = B_l \cdot I_0 \Big/ \left[M_m \cdot p + f_m + \frac{k_m}{p} \right]$$

Après substitution du produit $p.X$ dans la première relation, la fonction de transfert d'impédance apparaît immédiatement sous une forme composite impliquant deux termes :

$$\frac{E_0}{I_0} = Z_{HP} = (R_e + L_e \cdot p) + \frac{B_l^2}{M_m} \cdot \frac{p}{\left(p^2 + \frac{f_m}{M_m} \cdot p + \frac{k_m}{M_m} \right)} \qquad [\Omega] \qquad \textbf{[I.37.a]}$$

L'impédance du transducteur combine une composante exclusivement électrique, avec une seconde composante appelée **impédance motionnelle**. Ainsi, $Z_{HP} = Z_e + Z_m$ avec :

$$Z_e = (R_e + L_e \cdot p), \quad \text{et} \quad Z_m = \frac{B_l^2}{M_m} \cdot \frac{p}{\left(p^2 + \frac{f_m}{M_m} \cdot p + \frac{k_m}{M_m} \right)} = \frac{B_l^2}{M_m} \cdot \frac{p}{\mathscr{P}_1} \qquad [\Omega] \qquad \textbf{[I.37.b]}$$

Il apparaît que l'impédance motionnelle est affectée par un polynôme caractéristique d'ordre deux marquant un comportement de **type passe-bande**. En outre, si l'usage désigne la valeur nominale de l'impédance par une valeur donnée —souvent **4Ω** et **8Ω** pour les transducteurs de puissance, **16 Ω** et **32 Ω** pour les mini et micro systèmes équipant les casques —, la contribution de l'impédance motionnelle n'est en aucun cas négligeable lorsque le transducteur doit être sollicité en tension [8, 12]. De même, lorsque la fréquence augmente, la composant inductive de réactance ***j.L.ω*** vient atténuer progressivement la reproduction des signaux. Considérant le transducteur générique des exemples précédents la **figure 1.14** permet de visualiser les contributions relatives de chaque paramètre (Résistance morte, Inductance, et Interaction motionnelle).

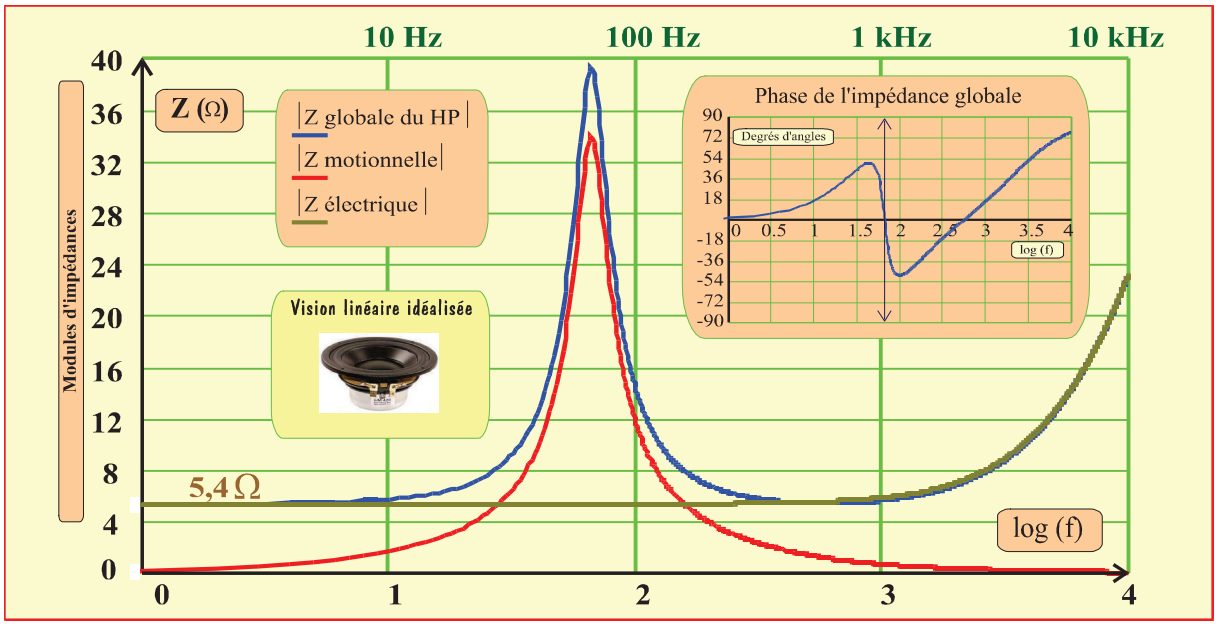


Figure I.14 : Contributions ohmiques à l'impédance d'un haut-parleur médium générique de 8Ω

Le comportement d'un transducteur sollicité en mode tension fait apparaître le couplage des relations **I.17** et **I.37.b** associées en termes de fonctions de transfert composites. Considérant ici la fonction relative au déplacement $\boldsymbol{X_{(p)}}$, en reprenant les notations précédentes,

$$\left[\frac{X}{I}\right]_p = \frac{B_l}{M_m}\cdot\frac{1}{\mathscr{P}_1} \quad \text{avec } \mathscr{P}_1 = \left(p^2 + \frac{2}{\tau}.p + \omega^2{}_0\right) \qquad \text{(I.17)},$$

la relation **I.37.b** descriptive de l'impédance du transducteur entraîne par ailleurs :

$$\left[\frac{X}{E}\right]_p = \left[\frac{X}{I}\right]_p \cdot \left[\frac{I}{E}\right]_p = \frac{B_l}{M_m}\cdot\frac{1}{\mathscr{P}_1}\cdot\frac{1}{\mathrm{Z_{HP}}} \qquad \textbf{[I.38]}$$

En conséquence les fonctions de transfert de la vitesse du diaphragme et de l'accélération, en termes de grandeurs dérivées, s'expriment alors :

$$\left[\frac{V}{E}\right]_p = \frac{B_l}{M_m}\cdot\frac{p}{\mathscr{P}_1}\cdot\frac{1}{\mathrm{Z_{HP}}} \quad \text{et} \quad \left[\frac{A}{E}\right]_p = \frac{B_l}{M_m}\cdot\frac{p^2}{\mathscr{P}_1}\cdot\frac{1}{\mathrm{Z_{HP}}} \qquad \textbf{[I.39.a\&b]}$$

Si l'on considère la fonction relative au déplacement, elle peut être exprimée d'une manière générale sous la forme suivante :

$$\left[\frac{X}{E}\right]_p = \frac{B_l}{M_m}\cdot\frac{1}{\mathscr{P}_1}\cdot\frac{1}{\mathrm{Z_{HP}}} = \frac{B_l}{M_m}\cdot\frac{1}{\mathscr{P}_1}\cdot\frac{1}{\left(R_e + L_e\cdot p\right) + \dfrac{B_l{}^2}{M_m}\cdot\dfrac{p}{\mathscr{P}_1}} \qquad \textbf{[I.40]}$$

Une conséquence importante de cette écriture apparaît immédiatement, lorsqu'on s'intéresse aux **régimes proches de la résonance**, avec la nécessité d'une correction par filtrage dans le cas d'un pilotage en courant. La commande en tension permet quant à elle de bénéficier d'un **avantage** significatif, souvent cité comme argument définitif justifiant ce choix, avec un effet d'amortissement naturel. En effet, si pour de tels régimes la composante de réactance est négligée —ce que justifient pleinement les tracés de la **figure I.14**—, alors l'impédance du haut-parleur peut être écrite, avant substitution dans l'**Eq. I.38** :

$$Z_{HP} \approx R_e + \frac{B_l{}^2}{M_m}\cdot\frac{p}{\mathscr{P}_1} = \frac{R_e\cdot M_m\cdot\mathscr{P}_1 + B_l{}^2\cdot p}{M_m\cdot\mathscr{P}_1} \qquad \textbf{[I.41]}$$

Le regroupement des paramètres conduit alors à la forme simple suivante :

$$\left[\frac{X}{E}\right]_p = \frac{B_l}{M_m\cdot R_e}\cdot\frac{1}{\left[p^2 + \left(\dfrac{f_m + B_l{}^2/R_e}{M_m}\right)\cdot p + \omega_0^2\right]} = \frac{B_l}{M_m\cdot R_e}\cdot\frac{1}{\mathscr{V}_1} \qquad \text{[m/V]} \qquad \textbf{[I.42]}$$

Il apparaît immédiatement que le polynôme $\mathscr{V}_1$ représentatif du comportement lié au pilotage en tension est caractérisé par un amortissement *a fortiori* plus marqué que celui du polynôme $\mathscr{P}_1$ associé au régime de commande en courant. Au coefficient de frottement visqueux $\boldsymbol{f_m}$ est substitué un coefficient systématiquement majoré tel que :

$$f_{m+e} = \left(f_m + B_l{}^2/R_e\right) > f_m \qquad \textbf{[I.43]}$$

Au regard des temps propres respectivement impliqués ($\boldsymbol{\tau_m}$ et $\boldsymbol{\tau_{m+e}}$) le facteur de résonance mécanique $\mathbf{Q_m}$ de la **relation I.31** devient alors $\mathbf{Q_{m+e}}$, tel que :

$$\mathrm{Q_m} = \frac{\omega_0\cdot\tau_m}{2} = \frac{\sqrt{k_m\cdot M_m}}{f_m} \text{ (I.31)} \rightarrow \mathrm{Q_{m+e}} = \frac{\omega_0\cdot\tau_{m+e}}{2} = \frac{\sqrt{k_m\cdot M_m}}{f_m + B_l{}^2/R_e} \qquad \textbf{[I.44]}$$

Un coefficient spécifiquement électrique $\mathbf{Q_e}$ peut être défini en faisant tendre f_m vers zéro, et une relation simple couplant les facteurs de résonance peut alors s'écrire :

$$\frac{1}{Q_{m+e}} = \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_e} \qquad [\varnothing] \qquad \textbf{[I.45]}$$

Reprenant l'exemple du haut-parleur Morel EM 428 (*cf.* **Annexe I**), le **tableau I.3** résume les valeurs respectivement présentées par le constructeur comparables avec les grandeurs directement calculées :

Morel EM 428 L_e= 0,36mH R_e=5,4 Ω	B_l= 5,4 T.m M_m= 6,55 g k_m=1136 N/m f_m=0,86 kg/s	Résonance F_0 = 66,29 Hz
Facteurs de résonance	Q mesuré (notice)	Q théorique
$\mathbf{Q_m}$	3,03	3,17 Eq.I.43
$\mathbf{Q_e}$	0,48	0,505 Eq.I.56
$\mathbf{Q_{m+e}}$	**0,41**	**0,436** Eq.I.57

Tableau I.3 : Composition des facteurs de résonance mécanique et électrique

La **relation I.41** et ses conséquences nous ont conduit à singulariser les régimes en basses fréquences, à proximité de la résonance. Toutefois, en sa généralité, la **relation I.37.a** sur l'impédance introduite dans les **relations I.39** et **I.40** permet une représentation globale de l'évolution des fonctions de transfert en prenant en compte la composante inductive, comme l'illustre la **figure I.15** relative au déplacement et à l'accélération.

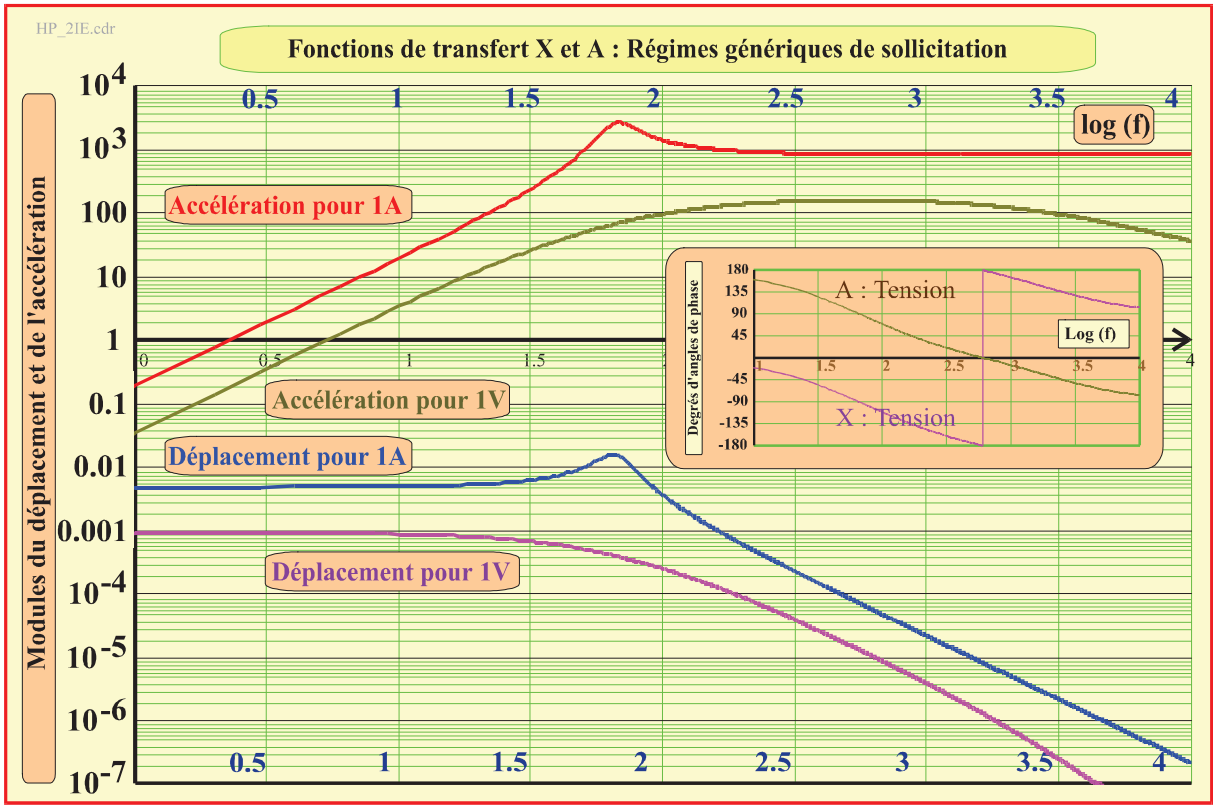


Figure I.15 : Influence des grandeurs électriques du modèle linéaire associé au pilotage en tension vis-à-vis du déplacement X et de l'accélération A du diaphragme (USI en ordonnées)

Au sens des observations précédentes sur la **figure I.7** le caractère logarithmique des représentations estompe sensiblement —sur le plan visuel— les effets de la résonance dans le cas de la commande en courant. En tout état de cause, avec un facteur de résonance global limité à $\mathbf{Q_{m+e} = 0,43}$ aucune majoration du module ne peut être associée au pilotage en tension, le phénomène d'amplification n'étant observable que pour des valeurs supérieures à $1/\sqrt{2}$, lorsque le polynôme caractéristique devient représentatif des **filtres de Butterworth** [3,8].

Par ailleurs, concernant l'évolution de l'angle de phase, la transition observée en deçà de **-180** degrés vers 600Hz, ne constitue pas une discontinuité physique et ne résulte que d'un effet de représentation sur l'échelle des ordonnées.

L'accélération étant représentative de la pression acoustique, le comportement de la fonction de transfert associée est retracé plus précisément sur la **figure I.16**, mettant mieux en évidence le régime idéal de fonctionnement du transducteur entre 100 Hz et 5 kHz, lors que la composante inductive devient prépondérante et constitue un désavantage du pilotage en tension, sans préjuger des effets de non linéarité consécutifs aux fluctuations de l'inductance.

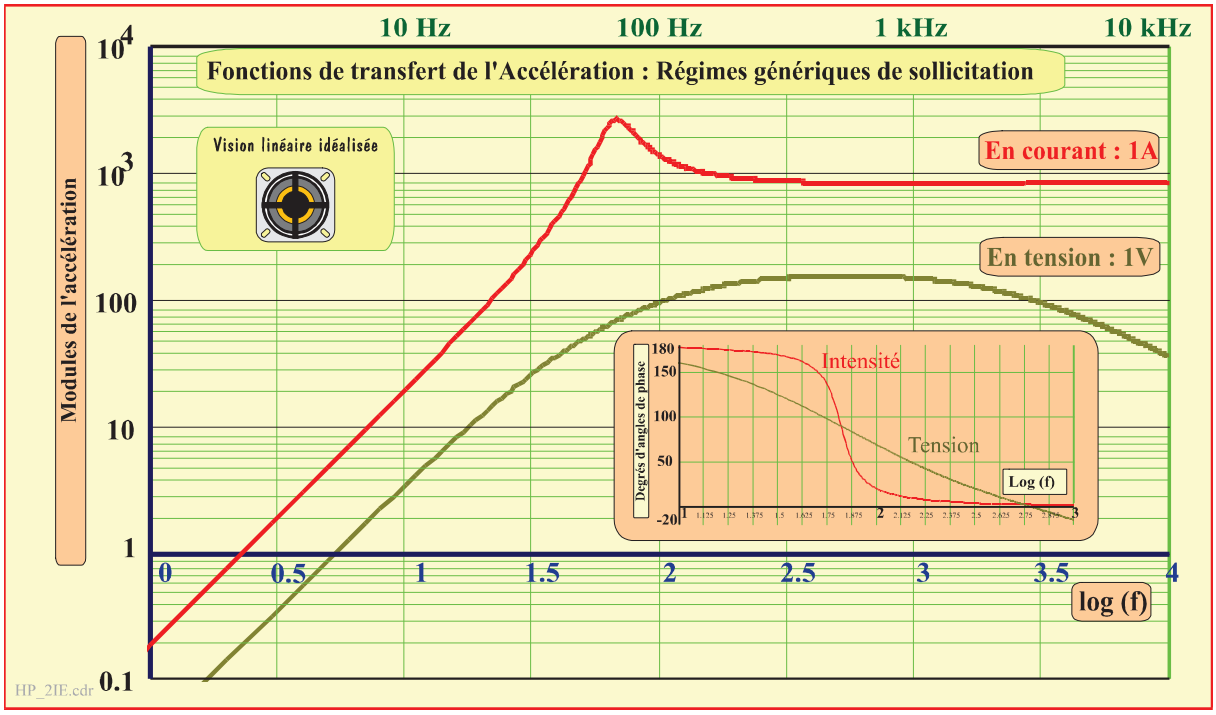


Figure I.16 : Comparaison des pilotages en tension et en courant vis-à-vis de l'accélération

3.2.2.3 Confrontation entre le modèle idéal et les mesures du constructeur

Compte tenu de l'hypothèse de linéarité afférente à cette partie de l'exposé, la détermination des valeurs tracées sur les **figures I.15** et **I.16** est volontairement rapportée à des **niveaux unitaires** de sollicitation, soit **1A** pour le courant, et **1V** pour la tension.

Toutefois, afin de qualifier ce type de transducteur, l'usage considère un comportement fréquentiel caractérisé pour une puissance et une distance unitaires, éventuellement hors de l'axe perpendiculaire au diaphragme. Ainsi, la notice du haut-parleur pris en exemple —objet de l'**annexe I**—, présente ce type de caractéristique, en termes de niveau sonore mesuré à l'aide d'un microphone de référence. Les considérations qui suivent ont alors pour objet de comparer la pertinence des éléments avancés ci-dessus avec les informations publiées par le constructeur.

D'une manière générale, une puissance de **1 watt** dissipée *via* une impédance nominale de **8 Ω** correspond à une tension RMS de référence **2,828 V**. En outre, au regard de la **relation I.24** et des considérations précédentes, l'accélération relative à un tel niveau de tension peut être définie puis exploitée pour des conditions ambiantes, la surface effective de la membrane ayant pour valeur **SD = 57 cm²**. Pour un pilotage en tension unitaire, les mesures rapportées au tracé de la **figure I.16** présentent un régime générique de fonctionnement vers 600 Hz, assorti d'une accélération de l'ordre de 150 m/s². L'application numérique de la **relation I.24** conduit alors à un niveau sonore tel que :

$$N_{dB_SL} = 20 \cdot \log\left[\frac{10^6 \cdot a \cdot S}{2 \cdot \pi \cdot R} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{air}}{2 \cdot c}}\right] = 20 \cdot \log\left[\frac{10^6 \cdot 150 \cdot 2{,}828 \cdot 57 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot \pi \cdot 1} \cdot \sqrt{\frac{1{,}23}{2 \cdot 340}}\right] = \mathbf{84{,}5\ dB}$$

Cette valeur s'accorde bien à la valeur nominale —globalement 86 dB— affichée par le constructeur. Plus généralement, la **relation I.24**, couplée au calcul de la fonction de transfert de l'accélération considérée pour toute fréquence, permet de superposer le tracé du constructeur avec le régime idéalisé présenté précédemment. Il en résulte les comportements comparés présentés sur la **figure I.17**.

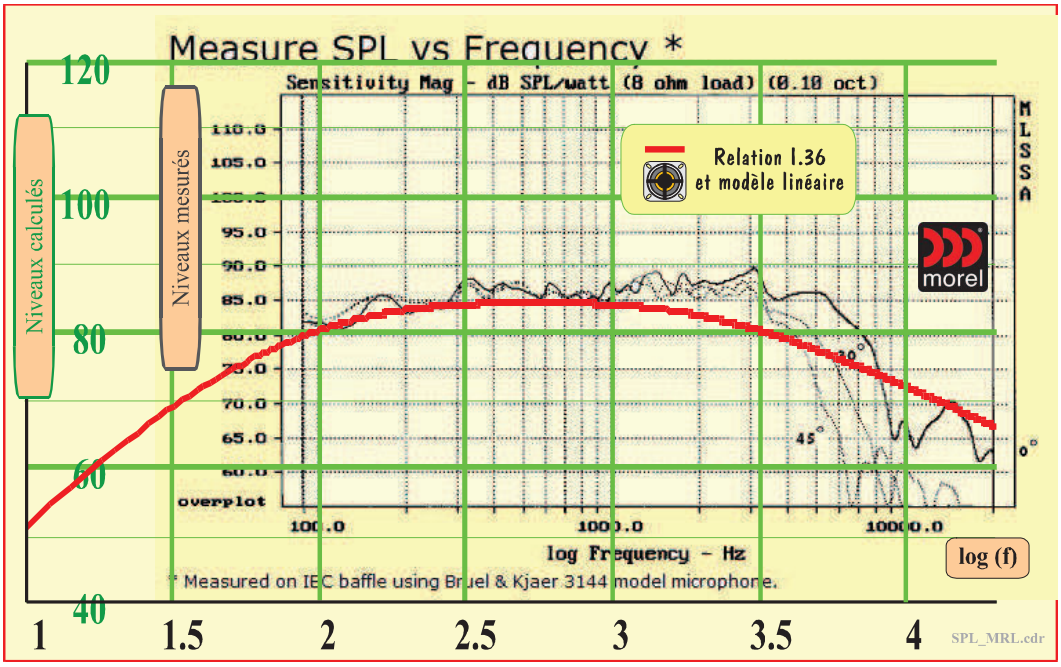


Figure I.17 : Confrontation entre modèle idéal et mesures du constructeur (Morel®)

La conformité semble globalement acceptable au premier ordre mais avec toutefois un écart notable entre 3 kHz et 5 kHz, dont l'origine —à notre sens— découle de la nature d'une propagation en champ libre du modèle linéaire, lors que la mesure du constructeur répond à des spécifications de normalisation (*IEC baffle*)[8]. De fait, ni les conditions de directivité ni les phénomènes de diffraction (*Baffle step* [12]) ne sont pris en compte. Enfin, les mesures du constructeur sont assujetties aux caractéristiques du microphone utilisé à cet effet (Bruel & Kjaer® 3144).

En conclusion, les considérations précédentes mettent clairement en avant l'avantage d'un amortissement significatif naturellement présenté par la commande en tension des haut-parleurs électrodynamiques. La question essentielle reste alors de savoir si cet avantage notable est suffisant pour justifier les inconvénients intrinsèques du pilotage en tension, découlant de l'influence des f.e.m. induites, et notamment de l'altération de la composante inductive avec les non linéarités y afférent.

Ainsi, une réponse en faveur de la commande en courant ne peut être dégagée que si une ou plusieurs solutions simples permettant de corriger la résonance peuvent être proposées.

[8] En HF, en termes de source étendue il convient aussi de considérer que la cavité contribue à la raideur, les paramètres des fentes, autour de la bobine et derrière le speeder, règlent l'atténuation par viscosité et dans certaines circonstances par conduction thermique.

3.2.3 Remarques sur le faible rendement électroacoustique des transducteurs (0,25 à 5%)

Il est notoirement reconnu que les haut-parleurs électrodynamiques sont affectés de mauvais rendements [12, 14, 16], avec des valeurs n'excédant que rarement 5%. L'amélioration de ce dernier paramètre constitue donc un enjeu majeur pour la conception de nouveaux dispositifs, avec de nombreux verrous technologiques à lever.

3.2.3.1 Origines majeures des pertes au sein du dispositif

La dissipation énergétique est systématiquement traduite en chaleur essentiellement au travers des trois mécanismes suivants affectant la partie réelle de l'impédance ($\mathscr{Re}[\mathbf{Z_{HP}}]$) :

- Dissipation Joule au sein de la résistance morte $\mathbf{R_e}$ associée à l'enroulement de l'équipage mobile,
- Dissipation Joule au sein de la partie réelle de l'impédance hormis celle de l'impédance motionnelle, représentative des pertes par hystérésis et par dissipation des courants de Foucault,
- Dissipation liées aux frottements mécaniques décrits par l'impédance motionnelle $\mathbf{Z_m}$.

La première composante $[\mathbf{R_e}.\mathbf{I^2}]$, où I désigne la valeur RMS de l'intensité, constitue la part majoritaire de la dissipation. L'échauffement consécutif observé au niveau de l'enroulement altère le comportement de l'équipage mobile, avec au premier rang une dérive en température de la valeur de $\mathbf{R_e}$, fonction de la nature du conducteur constituant l'enroulement, suivie d'un risque de destruction si une protection thermique n'est pas assurée. La seconde composante s'adresse au circuit magnétique avec une prépondérance du mécanisme observable en haute fréquence. L'échauffement consécutif se conjugue avec l'élévation de température due au premier mécanisme. La troisième composante présente son maximum à la fréquence de résonance, et se manifeste au niveau des suspensions et de toute partie présentant une résistance à l'écoulement fluide. L'ensemble des mécanismes est accessible à la mesure [9] et leurs effets se traduisent par le produit :

$$\mathbf{P_{Diss}} = (\mathscr{Re}[\mathbf{Z_{HP}}].\mathbf{I^2}) \qquad [\mathbf{W}] \qquad [\mathbf{I.46}]$$

A cet égard, la **figure I.18** illustre la comparaison des valeurs calculées au sens de la **relation I.37.b** et des éléments de la **figure I.14** superposés avec la courbe fournie par le constructeur. Le modèle idéalisé diffère quelque peu des mesures du constructeur mais constitue néanmoins une représentation correcte au premier ordre.

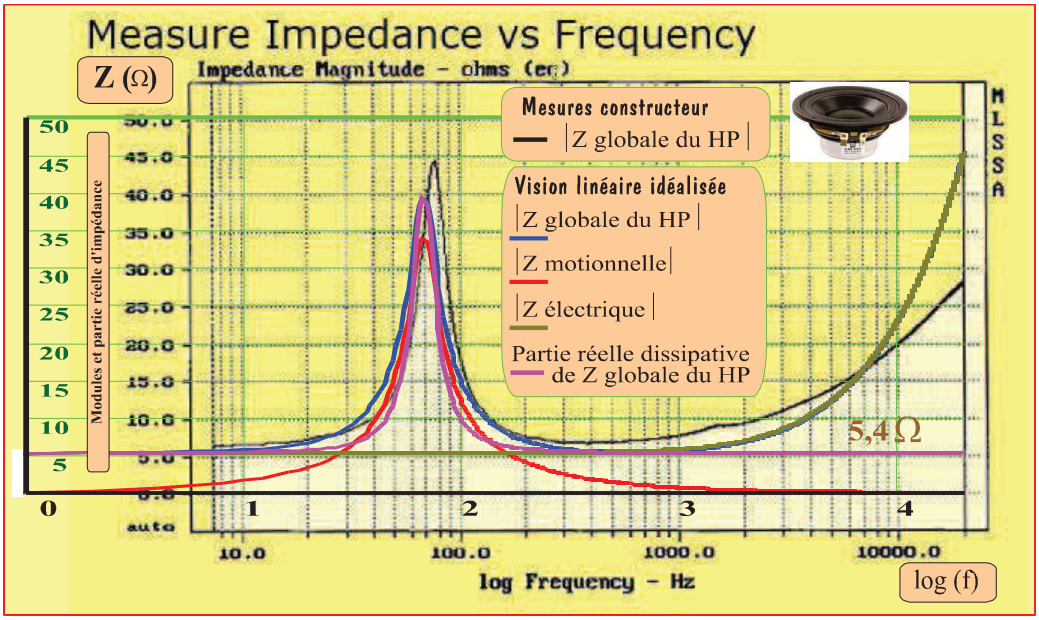


Figure I.18 : Composantes constitutives de l'impédance et représentation de la partie dissipative

La partie dissipative ne diffère sensiblement de la composante résistive morte qu'autour du régime de résonance, et pour un régime opérationnel le rendement peut se définir à partir de $\mathbf{R_e}$ seulement.

[9] Une métrologie spécifique peut être éventuellement développée par détection synchrone [10, 19].

3.2.3.2 Quantification du rendement au premier ordre

Les éléments précédents permettent d'appréhender au premier ordre la notion de rendement pour un transducteur générique idéalisé. Ainsi, le rendement se définit en termes du rapport de la puissance acoustique produite par le transducteur ramenée à la dissipation observée par effet joule au sein de sa résistance mesurée en régime permanent :

$$\eta \approx \frac{\mathrm{P}_{\text{acoustique}}}{R_e \cdot I^2{}_{RMS}} \qquad [\varnothing] \qquad \textbf{[I.47]}$$

Considérant en outre la **relation I.23** où $\mathrm{P}_{\text{acoustique}} = \frac{\rho_{air} \cdot (\mathrm{a} \cdot \mathrm{S})^2}{2 \cdot \pi \cdot c}$, l'accélération de l'équipage mobile notée "**a**" découle de la force de Lorentz de telle sorte que : $\mathbf{a \approx B_l . I_{RMS}/M_m}$. **[I.48]**

Il en résulte :

$$\eta \approx \frac{1}{R_e} \cdot \left(\frac{B_l}{M_m} \right)^2 \cdot \frac{\rho_{air} \cdot \mathrm{S}^2}{2 \cdot \pi \cdot c} \qquad \textbf{[I.49]}$$

La **relation I.48** ne peut constituer qu'une approximation au premier ordre, lorsque le champ d'induction magnétique est considéré uniforme, la valeur effective de **l** —longueur de conducteur exposée au champ— résultant d'une conception exigeant une optimisation topologique, avec la prise en considération de la nature du conducteur vis-à-vis de la masse globale —membrane et enroulement— en mouvement. En outre, pour un pilotage en tension, la dérive thermique affectant $\mathbf{R_e}$ doit être prise en compte dans le choix du conducteur.

Au plan principal, en termes de conception, la composante radiale du champ d'induction et la masse en mouvement constituent les deux paramètres technologiques sur lesquels il convient d'apporter la plus grande attention. Dans le cas particulier du haut-parleur pris pour exemple, l'application de la **relation I.49** conduit à une valeur de rendement proche de $\eta = 0{,}25$ %.

4. Modes idéaux de sollicitation : conditionneurs idéaux

La transduction énergétique du domaine électrique vers l'acoustique requiert des signaux électriques de niveaux moyens à élevés, compte tenu de puissances impliquées comprises entre quelques dizaines de milliwatts à quelques centaines de watts. Les signaux doivent donc être présentés avec des tensions de l'ordre de **1** à **40** $\mathbf{V_{RMS}}$, et les courants impliqués s'observent dans une plage couvrant des valeurs de **10** $\mathbf{mA_{RMS}}$ à **10** $\mathbf{A_{RMS}}$. En conséquence, les étages d'amplification semi-conducteurs doivent permettre un traitement exempt de bruit et de non linéarité, tout en évitant les dérives par dissipation excessive de chaleur. De très nombreuses structures classiques sont présentées dans la littérature et référencées en fonction de leurs configurations et de leurs propriétés [10, 14, 19, 20, 21]. Très brièvement, les conformations les plus classiques sont référencées en termes de classes :

-Classe A : cette appellation recouvre les montages tels que les transistors constitutifs n'atteignent jamais les limites du blocage ou de la saturation. Exempts de distorsion de raccordement ces dispositifs présentent en général une excellente linéarité mais sont affectés d'une déperdition thermique rédhibitoire pour des dispositifs nomades. En effet, la puissance que doit pouvoir dissiper un transistor en ce type de configuration doit être au moins égale au double de la puissance maximale dissipée dans la charge (Rendements < 25%).

-Classe AB et B : les transistors constitutifs sont exactement conducteurs pendant une demi période du signal. Un dispositif, généralement constitué de diodes, permet une pré polarisation afin d'éliminer toute distorsion de raccordement des deux parties du signal : la configuration est alors dite polarisée en classe AB. Ce principe permet d'obtenir des dispositifs de fortes puissances, et fait l'objet de très nombreuses réalisations de l'état de la technique (Rendements < 50 %).

-Classe C : le dispositif relève des classes précédentes, avec une correction de distorsion de raccordement basée sur une amplification à gain très élevé affectée d'une contre réaction judicieusement conçue (Rendements < 65 %).

-**Classe D** : cette appellation recouvre des dispositifs à découpage où la fréquence d'échantillonnage est très élevée vis-à-vis du signal à amplifier. Le niveau instantané de ce dernier est comparé avec un signal en dent de scie parfaitement linéaire, et la commutation d'un transistor de puissance rapide est assurée à l'égalité des niveaux, permettant par intégration la reproduction du signal en sortie avec une très faible puissance thermique dissipée lors des opérations de commutation. La classe D est particulièrement avantageuse pour les systèmes intégrés à vocation nomade.

Nous ne rentrerons pas dans le détail de ces structures classiques, compte tenu de la vision globale qui nous a été demandée en termes de fonctions et de caractérisation de composants dédiés disponibles dans l'état de la technique.

4.1 Sollicitations idéales en tension et en courant

Historiquement, l'avantage majeur apporté par le recours aux amplificateurs opérationnels dans les années soixante-dix [21, 22] consistait en la possibilité de développer rapidement toute fonction applicative de l'électronique sans avoir à concevoir et calculer les éléments attenant à l'association et à la polarisation des semi conducteurs. Ainsi la réalisation des fonctions de filtrage, oscillation, amplification, génération de courants faibles s'est trouvée notablement simplifiée dans le domaine des signaux faibles en basse fréquence.

Les années quatre-vingt-dix ont permis la mise au point d'amplificateurs opérationnels de puissance et leurs applications dans le domaine de l'audio se sont rapidement répandues notamment pour répondre aux besoins des équipementiers du secteur Automobile. Toutefois, au regard des propriétés du pilotage en courant des haut-parleurs, malgré les avantages inhérents au principe les réalisations actuelles se révèlent loin d'avoir emporté une part majoritaire dans la commercialisation du matériel de l'état de la technique. De fait, la manifestation d'un intérêt industriel semble assez récente [12, 23]. Dans un premier temps, il convient de rappeler les propriétés principales attachées à la fonction d'amplification telle qu'elle se présente actuellement avec les circuits dédiés proposés par les principaux constructeurs.

4.1.1 Sollicitations idéales en tension

L'efficacité de la fonction d'amplification repose sur le concept de gain quasi infini —gain de boucle ouverte noté $\mathbf{A_0}$—, cette caractéristique ayant été l'un des points fondamentaux du cahier des charges des amplificateurs opérationnels [22], pour lesquels les besoins de l'instrumentation ont conduit à des valeurs supérieures à $\mathbf{A_0 \geq 10^7}$.

Le concept de *feedback*, commun aux domaines des asservissements et du contrôle régulation vise à prendre en compte la différence entre le signal souhaité (consigne) et le résultat d'une mesure pour le traiter à gain quasi infini. La **figure I.19** illustre cette stratégie de contrôle qui peut généralement se compléter avec une autre correction, imposée d'office en termes de *feedforward* [24, 25].

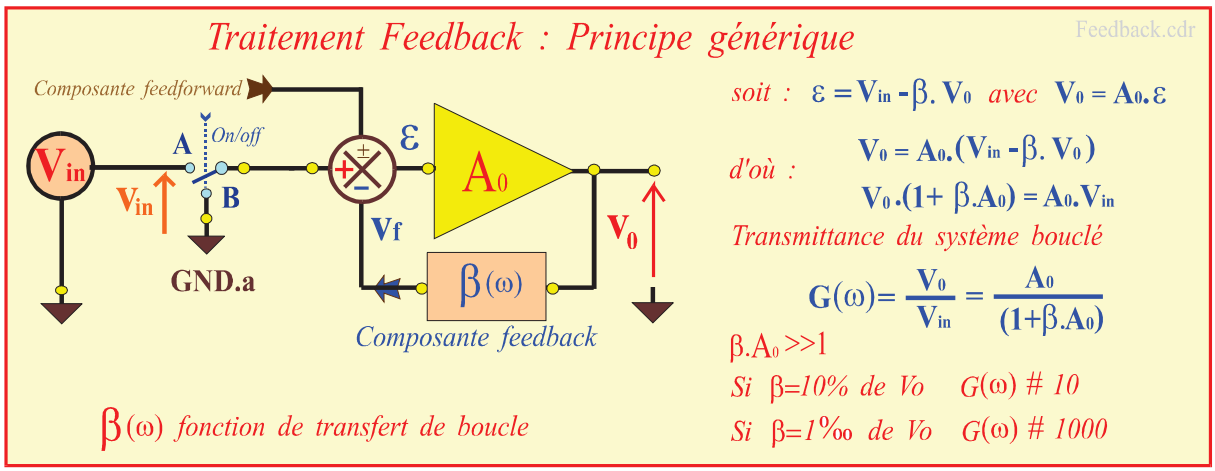


Figure I.19 : Eléments constitutifs d'un traitement feedback

La recherche de dispositifs à gains de boucle ouverte très élevés permet d'assimiler le gain en boucle à l'inverse de la fonction de transfert, ce qui constitue la **règle d'inversion** du domaine du Contrôle Régulation.

$$\mathrm{Lim}_{A_0\to\infty}\left[G_{réel}=G_{(\omega)}=\frac{A_0}{1+\beta_\omega\cdot A_0}\right]\to G_{\text{Règle-d'inversion}}=\frac{1}{\beta_\omega} \qquad \textbf{[I.50]}$$

Pour les signaux de l'instrumentation, le recours à des composants de qualité présentant des valeurs de l'ordre de $\mathbf{A_0 \geq 10^7}$ conduit à des tensions de très faibles niveaux, mesurables sur l'étage différentiel d'entrée, avec des valeurs de l'ordre du µV pour un signal de 10 V en sortie.

Au premier ordre, la **relation I.50** montre que l'erreur commise —notée **ε**— en assimilant le gain réel à celui obtenu par la règle d'inversion a pour valeur :

$\boldsymbol{\varepsilon \approx (1/\beta.A_0)}$, soit en pourcentage, $\boldsymbol{\varepsilon\% \approx 100.(1/\beta.A_0)}$ **[I.51]**

Par exemple, pour un amplificateur générique (LM 741) de gain de boucle ouverte $\mathbf{A_0= 2{,}5.10^5}$, un montage à gain en boucle de $\mathbf{G_{Régle\text{-}d'inversion} = 100}$ conduit à une erreur de $\boldsymbol{\varepsilon\% \approx 0{,}05\%}$. Ainsi, cette considération élémentaire portant sur l'erreur permet d'appliquer un **test systématique** portant sur les modèles des composants que nous avons utilisés au sein de la bibliothèque du progiciel PSpice®.

Enfin, en calculant les variations relatives du gain de boucle ouverte (**n%**) et du gain en boucle (**n'%**), une immunisation aux variations du gain de boucle ouverte apparaît immédiatement, avec :

$\boldsymbol{n'\% \approx n\%.(1/\beta.A_0)}$ **[I.52]**

Une même configuration que la précédente où le gain de boucle ouverte viendrait à varier de **20%** ne verrait qu'une altération du gain en boucle avoisinant **0,1‰**. De manière immédiate il apparaît qu'un montage feedback (contre-réaction) améliore sensiblement les caractéristiques de dérive en température de tout amplificateur.

Le principe de contre-réaction exige la condition $\boldsymbol{\beta.A_0 >> 1}$. Sur un plan général, les valeurs du dénominateur de la **relation I.50** conditionnent la stabilité de l'arrangement, et une littérature abondante décrit les caractéristiques fondamentales des systèmes impliqués [3, 8, 22].

Dans un cadre générique, une amplification dite non inverseuse à grande impédance d'entrée découle d'une contre réaction assurée par un simple réseau de deux résistances, conformément au schéma classique de la **figure I.20**.

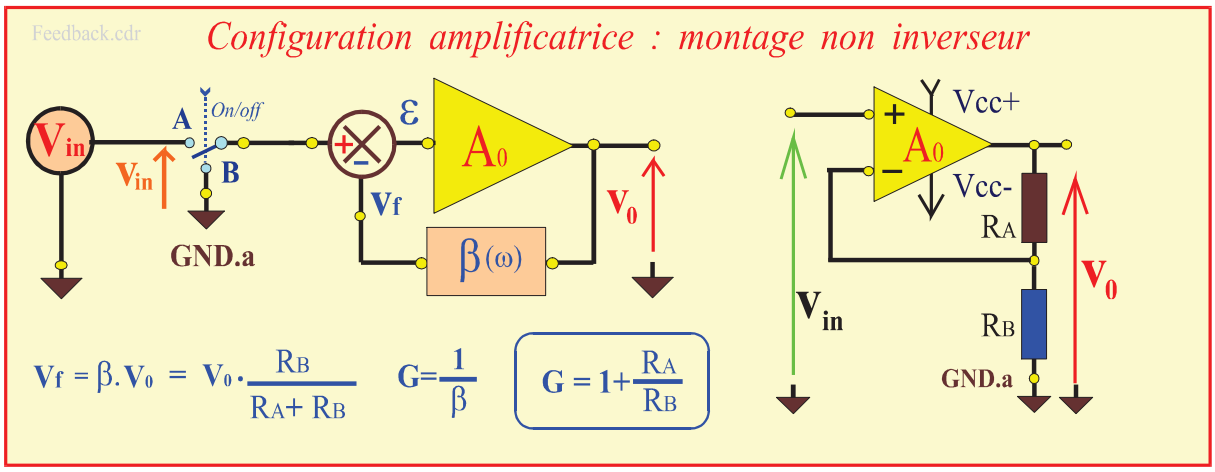


Figure I.20 : Principe régissant la structure amplificatrice non inverseuse

Parmi les caractéristiques attendues d'un amplificateur, la stabilité assurée pour tout régime constitue une incontournable nécessité.

Ainsi, un système dit compensé en fréquence présente un comportement modélisable par l'association série d'un amplificateur idéal à gain de boucle ouverte $\mathbf{A_0}$ avec une cellule de type filtre passe-bas du premier ordre. Il est alors possible de définir un gain opérationnel noté $\mathbf{A_v}$ tel que :

$$A_v = A_0 \cdot \frac{1}{1+\tau \cdot p} = A_0 \cdot \frac{1}{1+j \cdot \frac{f}{f_0}}$$, où f_0 désigne la fréquence de coupure en boucle ouverte. **[I.53]**

Généralement cette fréquence n'excède guère une dizaine de Hertz, pour des valeurs de gain de boucle ouverte proches de $\mathbf{A_0 \approx 10^6}$. Dans cette condition très spéciale de boucle ouverte, si $\mathbf{f < f_0}$, $\mathbf{A_v \approx A_0}$.

A l'opposé, si $\mathbf{f >> f_0}$, alors $\mathbf{|A_v| \approx A_0.(f_0/f).}$ Le signal de sortie se présente très atténué et en quadrature avec le signal d'entrée, mais le système reste stable.

De cette manière l'écriture précédente $\mathbf{|A_v| \approx (A_0.\ f_0)/f = f_1/\ f}$ permet de définir $\mathbf{f_1}$ la fréquence de transition à Gain unité, au-delà de laquelle il n'y a plus d'amplification. Systématiquement $\mathbf{f_1}$ est beaucoup plus élevée que $\mathbf{f_0}$. Par exemple, pour un composant générique, avec $\mathbf{f_1 = A_0.f_0}$, si $\mathbf{f_0}$ = 10 Hz et $\mathbf{A_0 \approx 10^6}$ ou 10^7, alors $\mathbf{f_1 \approx 10^6}$ à $\mathbf{10^7}$ Hz.

Notant **G** le gain câblé de la structure de la **figure I.20**, la **relation I.50** précise les grandeurs à prendre en compte, avec :

$$G = \frac{V_o}{V_{in}} = \frac{A_v}{1+\beta \cdot A_v} \text{ avec } A_v = A_0 \cdot \frac{1}{1+j \cdot \frac{f}{f_0}} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{R_B}{R_A + R_B}$$

Avec les notations précédentes il vient :

$$G = \left(1+\frac{R_A}{R_B}\right) \cdot \frac{1}{1+\left(1+\frac{R_A}{R_B}\right) \cdot \left(\frac{1}{A_0} + j \cdot \frac{f}{f_1}\right)}$$, avec : $\frac{1}{A_0} \to 0$ Ainsi le gain s'exprime :

$$G = \left(1+\frac{R_A}{R_B}\right) \cdot \frac{1}{\left(1+j \cdot \frac{f}{f_c}\right)}$$ C'est un gain en tension exprimé en [V/V] **[I.54.a]**

En cette expression la fréquence $\boldsymbol{f_c}$ est définie telle que :

$$f_c = \frac{f_1}{1+\frac{R_A}{R_B}}$$. C'est la fréquence de coupure à -3dB du système bouclé au gain G. **[I.54.b]**

En conséquence, si le montage est câblé au gain nominal $\mathbf{G = (1+R_A/R_B)}$, avec $\boldsymbol{f_c = f_1/G}$, alors :

$\mathbf{G.f_c = f_1 = cste}$ [Hz] **[I.55]**

Il apparaît ainsi un comportement où selon le degré de contre-réaction, le gain nominal câblé reste défini en restant assujetti au **critère I.55**. Cette dernière écriture traduit la propriété d'invariance du produit entre le gain et la bande passante opérationnelle, de valeur constante égale à la fréquence de transition à gain unité. Pour un composant donné le produit Gain-Bande passante reste ainsi constant. La **figure I.21** résume les éléments précédents, considérés pour un composant générique.

Pour simples que puissent sembler ces considérations, elles régissent la fonction amplificatrice d'une manière très générale et couvrent la transposition du montage en conditionneur "tension courant". Enfin, elles sont aisément transposables pour la configuration classique du montage inverseur [21, 22]. Leur intérêt est d'autant plus marqué qu'elles couvrent en 2013 une très grande variété de composants, aussi bien intégrés en instrumentation —incluant le traitement de la composante continue— qu'en commande de puissance, avec des structures dédiées aux applications des équipementiers du secteur automobile.

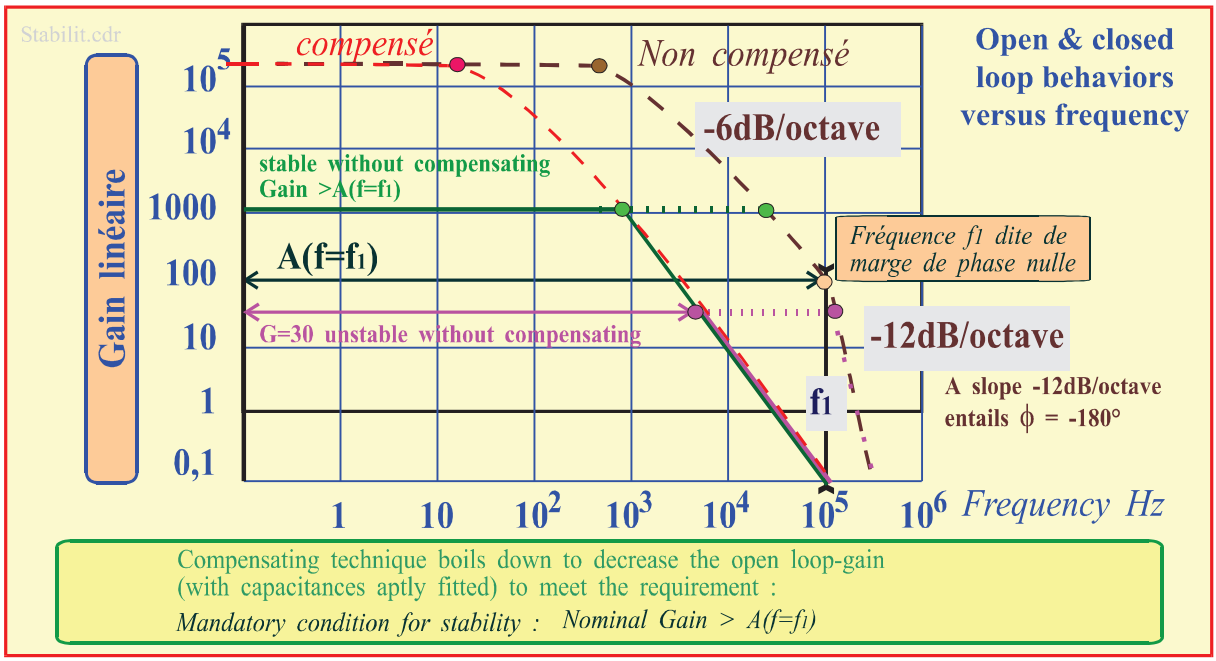


Figure I.21 : Comportement des amplificateurs opérationnels pourvus de compensation

4.2 Transconductance des structures fondamentales de sollicitation en courant

Les éléments précédemment développés et illustrés sur la **figure I.20** conduisent naturellement à la fonction de conditionnement "Tension Courant". La tension $\mathbf{V_f}$ ramenée en entrée négative correspond précisément au produit de l'intensité traversant l'association série $\mathbf{R_A}$ et $\mathbf{R_B}$. En régime nominal le gain exprimé par la **relation I.54** conditionne la relation entre les tensions d'entrée et de sortie du dispositif. Ici, au sens de la figure **I.20** il vient :

$$V_o = \left(1+\frac{R_A}{R_B}\right)\cdot V_{in} = (R_A + R_B)\cdot I \quad \text{Soit : } I = \frac{V_{in}}{R_B} \qquad \textbf{[I.56]}$$

Pour la charge $\mathbf{R_A}$, le système se comporte en convertisseur Tension Courant : les valeurs de la tension de commande $\mathbf{V_{in}}$ assujettissent l'intensité I au moyen de la charge d'ajustage notée $\mathbf{R_B}$. En outre, ces écritures simplifiées couvrent des grandeurs en régimes variables en termes d'observables RMS et d'impédances dans le domaine fréquence. La **figure I.22** illustre le principe précédent appliqué à la commande de transducteurs —$\mathbf{Z_{HP}}$ remplace alors $\mathbf{R_A}$—, sans préjuger de leurs spécificités qu'il importe de corriger, dans les cas respectifs des dispositifs non inverseur et inverseur [19,29].

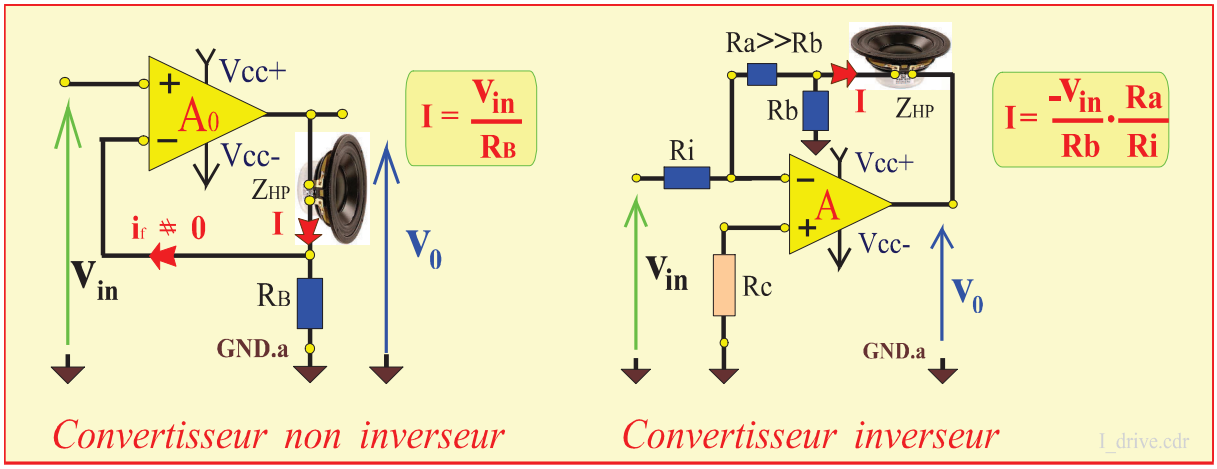


Figure I.22 : Schémas génériques de convertisseurs Tension Courant

4.2.1 Comparaison des structures fondamentales pour la sollicitation en courant

La configuration de type inverseur déphase le signal de commande de 180° et présente en outre une impédance d'entrée relativement faible, puisque égale à la résistance **Ri**. La résistance notée **Rc** a théoriquement pour rôle d'équilibrer les courants de polarisation d'entrée de l'amplificateur (*bias current*) et est ajustée dans l'idéal à la valeur proche de [Ri//Ra] [19, 22]. Dans la réalité, il est le plus souvent préférable de s'en abstenir car son bruit à 300K sur une plage de 10 kHz avoisine 1µv et s'avère rédhibitoire pour l'application envisagée.

La configuration non inverseuse présente une entrée d'impédance très élevée qu'il convient de brider en pratique par une charge de quelques kΩ, pour éviter toute saturation par effet d'antenne —suivie de la destruction du transducteur— en cas de contact intempestif de l'opérateur ou toute partie du câblage avec l'entrée.

4.2.2 Systèmes imparfaits : Indice de contrôle en courant (*Current Drivel Index* CDI)

La sollicitation en courant devient idéale lorsque l'impédance de la source pilotant le transducteur présente au sens de Thévenin une valeur infinie. Toutefois, divers phénomènes physiques, ou simplement l'adjonction volontaire de filtres en parallèle avec le transducteur, altèrent cette condition idéale. La pratique conduit alors à qualifier le caractère non idéal de l'association avec un indice de contrôle en courant définit de telle sorte que :

$$CDI_{(\omega)} = \frac{\left|Z_{Source_Thévenin}\right|}{\left|Z_{HP}\right|} \quad \textit{Current Drive Index} \qquad (\varnothing) \qquad \textbf{[I.57]}$$

Cette grandeur est fondamentalement une fonction de la fréquence, et la condition de contrôle en intensité est d'autant mieux assurée que la valeur de cet indice est élevée. La représentation logarithmique de cet indice n'a pas d'intérêt en pratique car une valeur de l'ordre de 5 peut être déjà considérée satisfaisante à l'écoute [12], sans préjuger de variations locales observables en des zones spécifiques du spectre audibles.

Le contrôle en courant présente *a priori* **deux** inconvénients majeurs qui semblent être naturellement corrigés lorsque l'on choisit le pilotage en tension :

- En premier lieu, comme les considérations conduisant aux **figures I.15** et **I.16** l'ont monté, le pic de résonance ne peut pas rester sans être corrigé, lors que le pilotage en tension apporte une correction naturelle, grâce aux effets de l'impédance motionnelle calée à la fréquence de résonance du transducteur. Le facteur Q est ainsi atténué conformément à la **relation I.45**.

- En second lieu, lorsque la fréquence augmente les études de l'acoustique montrent un effet de directivité accrue du transducteur conduisant à un rehaussement du niveau sonore mesurable dans l'axe perpendiculaire au diaphragme (*horn effect*). Là encore, lors du pilotage en tension, la composante inductive du transducteur corrige localement cet effet, avant de réduire le niveau acoustique dans les fréquences les plus élevées.

Une solution de contrôle en courant idéale viserait à trouver un mode de filtrage permettant de filtrer ces deux effets sans altérer l'indice de contrôle en courant. Ainsi, **toute structure de filtre disposée en parallèle avec le transducteur est à écarter** en raison du caractère d'impédance finie, voire même de faible valeur vue en termes de source selon Thévenin, susceptible d'altérer l'indice CDI de manière rédhibitoire sur une partie utile du spectre.

- La correction du pic de résonance ressort du comportement intrinsèque du transducteur, et nous préconisons au travers du paragraphe suivant la recherche d'une solution passive au sein même de la boucle de *feedback*.

- A l'inverse, la correction de l'effet de directivité provenant d'un phénomène physique acoustique lié à l'environnement du transducteur, relève d'un traitement d'erreur systématique, et peut faire l'objet d'une correction de type *feedforward* [24, 25] sans altérer les propriétés du conditionnement tension courant (*cf. infra*, **Figure I.29**).

4.3 Vision idéale pour la réjection du pic de résonance : principe proposé

Compte tenu des remarques précédentes, nous présentons une solution basique de faisabilité de contrôle en courant dépourvue du handicap lié au pic de résonance, sans altérer l'indice de contrôle en courant. Considérant la fonction de transfert relative au déplacement (relation **I.17**), le principe repose sur la **similitude** des relations **I.56** et **I.38**, en généralisant la résistance $\mathbf{R_B}$ de la relation **I.56** à une impédance notée $\mathbf{Z_b}$. En termes de fonctions de transfert il apparaît alors :

$\left[\frac{I}{E}\right]_p = \frac{I}{V_{in}} = \frac{1}{Z_b}$ (**Eq. I.56** généralisée), avec par ailleurs :

$\left[\frac{X}{I}\right]_p = \frac{B_l}{M_m}\cdot\frac{1}{\mathscr{P}_1}$ où $\mathscr{P}_1 = \left(p^2 + \frac{2}{\tau}.p + \omega^2{}_0\right)$ (Relation **I.17**).

Le contrôle en tension est assujetti à : $\left[\frac{X}{E}\right]_p = \left[\frac{X}{I}\right]_p \cdot \left[\frac{I}{E}\right]_p = \frac{B_l}{M_m}\cdot\frac{1}{\mathscr{P}_1}\cdot\frac{1}{Z_{HP}}$ (Relation **I.38**).

Pour un signal de commande noté **E** imposé à l'entrée du convertisseur Courant Tension, le contrôle en courant relève d'un comportement tel que :

$$\left[\frac{X}{E}\right]_p = \left[\frac{X}{I}\right]_p \cdot \left[\frac{I}{E}\right]_p = \frac{B_l}{M_m}\cdot\frac{1}{\mathscr{P}_1}\cdot\frac{1}{Z_b} \qquad \textbf{[I.58]}$$

Une correction purement électrique peut donc se concevoir en identifiant à $\mathbf{Z_{HP}}$ (**Eq.I.38**) les paramètres constitutifs de $\mathbf{Z_b}$ de telle sorte que le pic de résonance soit totalement filtré de la même manière que la correction introduite par la relation **I.38**. La **figure I.23** résume les éléments conduisant à développer une compensation du facteur de résonance à l'aide d'un filtre "$\mathbf{R_bL_bC_b}$ **parallèle**" disposé en série avec une résistance morte $\mathbf{R_0}$.

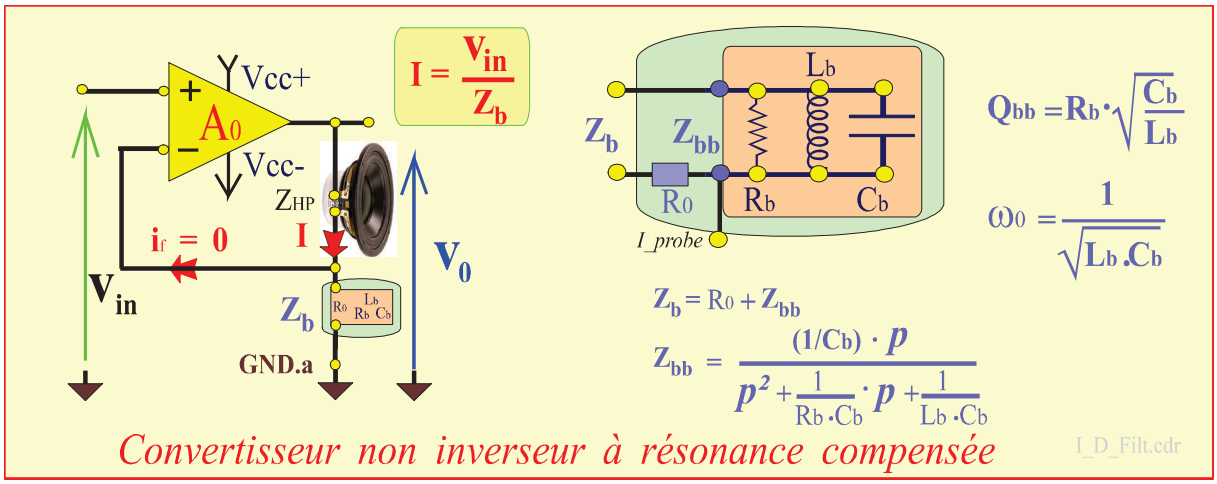


Figure I.23 : Réseau "R+RLC" pour la correction du pic de résonance

Le principe vise à édifier une relation de comportement identifiable à la relation **I.41** introduisant la combinaison avantageuse de deux facteurs de résonance : A cet effet, il est possible d'égaliser respectivement les polynômes $\mathscr{P}_1$ et le dénominateur associé à l'impédance $\mathbf{Z_{bb}}$ au regard des deux critères suivants $\mathscr{C}_1$ et $\mathscr{C}_2$:

$$\mathscr{C}_1 : \omega_0{}^2 = \frac{k_m}{M_m} = \frac{1}{L_b \cdot C_b} \text{ et } \quad \mathscr{C}_2 : \frac{f_m}{M_m} = \frac{1}{R_b \cdot C_b} \qquad \textbf{[I.59]}$$

4.3.1 Optimisation de la réjection du pic de résonance

Considérant maintenant la mise en série du réseau parallèle $\mathbf{R_bL_bC_b}$ avec la résistance $\mathbf{R_0}$, un regroupement identique à celui conduisant à la **relation I.42** permet d'écrire la fonction de transfert en déplacement :

$$\left[\frac{X}{E}\right]_p = \frac{B_l}{M_m \cdot R_0} \cdot \frac{1}{\left[p^2 + \left(\frac{f_m}{M_m} + \frac{1}{R_0 \cdot C_b}\right) \cdot p + \omega_0^2\right]} = \frac{B_l}{M_m \cdot R_0} \cdot \frac{1}{\mathscr{W}_1} \qquad \textbf{[I.60]}$$

Cette association présente un facteur de résonance composite noté $\mathbf{Q_{HP+Zb}}$ entre le facteur mécanique de la **relation I.31**, noté $\mathbf{Q_m}$ et un facteur purement électrique $\mathbf{Q_{Zb}}$ de telle sorte que :

$$\frac{1}{Q_{HP+Zb}} = \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_{Zb}} \quad \text{avec } Q_{HP+Zb} = \frac{\sqrt{k_m / M_m}}{f_m / M_m + 1/R_0 \cdot C_b} \qquad \textbf{[I.61.a]}$$

$$\text{soit si } f_m \to 0, \text{ alors : } Q_{Zb} = R_0 \cdot C_b \cdot \sqrt{k_m / M_m} \qquad \textbf{[I.61.b]}$$

Après avoir choisi les valeurs de $\mathbf{L_b}$ et $\mathbf{C_b}$ au regard des critères $\mathscr{C}_1$ et $\mathscr{C}_2$, un comportement idéalisé peut être envisagé en choisissant d'agencer la résistance $\mathbf{R_0}$ de telle sorte que le facteur de résonance global prenne une valeur optimale, celle d'un filtre selon *Butterworth* ($Q_{HP+Zb} = 1/\sqrt{2}$) [7, 12, 21]. Ainsi :

$$R_0 = \frac{1}{C_b} \cdot \frac{1}{\sqrt{2 \cdot k_m / M_m} - f_m / M_m} \qquad \textbf{[I.62]}$$

4.3.2 Exemple d'optimisation pour la réjection du pic de résonance

Reprenant le haut-parleur utilisé précédemment en exemple, dont les paramètres sont résumés sur le **tableau I.3**, l'application du critère $\mathscr{C}_1$ portant sur la fréquence de résonance est à considérer en fonction de la disponibilité et du prix des deux composants respectifs : self bobinée sur air, et condensateur bipolaire.

Au premier ordre, une self de $\mathbf{L_b = 12\ mH}$ imposerait une capacité de $\mathbf{C_b = 480\ \mu F}$ pour observer la fréquence de résonance de **66,3Hz**. Certes, un tel choix reste discutable[10] —en termes de prix et de défauts propres aux composants— au regard des combinaisons possibles, notamment avec éventuellement une self **n** fois plus faible associée avec **n** condensateurs disposés en parallèle.

L'application du critère $\mathscr{C}_2$ portant sur l'équivalence des temps de relaxation conduit à une valeur de résistance $\mathbf{R_b = 15{,}8\ \Omega}$ pour le réseau de la **figure I.23**. Enfin, la relation **I.62** conduit à choisir une résistance série de $\mathbf{R_0 = 4{,}55\ \Omega}$. Sans préjuger de leur aptitude à dissiper l'échauffement consécutif à un régime opérationnel avec le transducteur, de tels composants sont aisément disponibles dans le commerce. Pour simplifier la notation nous avons porté le raisonnement sur la fonction de déplacement, mais c'est l'accélération qui comme précédemment (*cf. supra* § I.3.2.2.2) fait l'objet de l'attention à porter quant au résultat acoustique.

Remarque : Il importe de conserver la **stabilité** du système, quelque soit le régime de fonctionnement de l'association conditionneur et transducteur. La relation d'impédance représentative du déphasage entre les signaux ne doit en aucun cas faire état d'un déphasage proche de **180°** qui entraînerait la mise en oscillation de l'amplificateur. Ainsi, pour le transducteur pris en exemple nous avons tracé de manière comparative les évolutions en fréquence de $\mathbf{Z_{HP}}$, $\mathbf{Z_{bb}}$ et $\mathbf{Z_b}$.

[10] Le distributeur MUNDORF® propose par exemple des selfs de valeurs **10, 12, 15 mH** (environ 50 €). En complément, des valeurs de **100, 330, 470 µF** (environ 4 €) en structures bipolaires sont disponibles auprès de la société Sélectronique® Types Radial Audio Muse.

La **figure I.24** montre ainsi que l'angle de déphasage reste dans une gamme de valeurs parfaitement admissibles [de -40° à +40°] sur le domaine fréquentiel considéré.

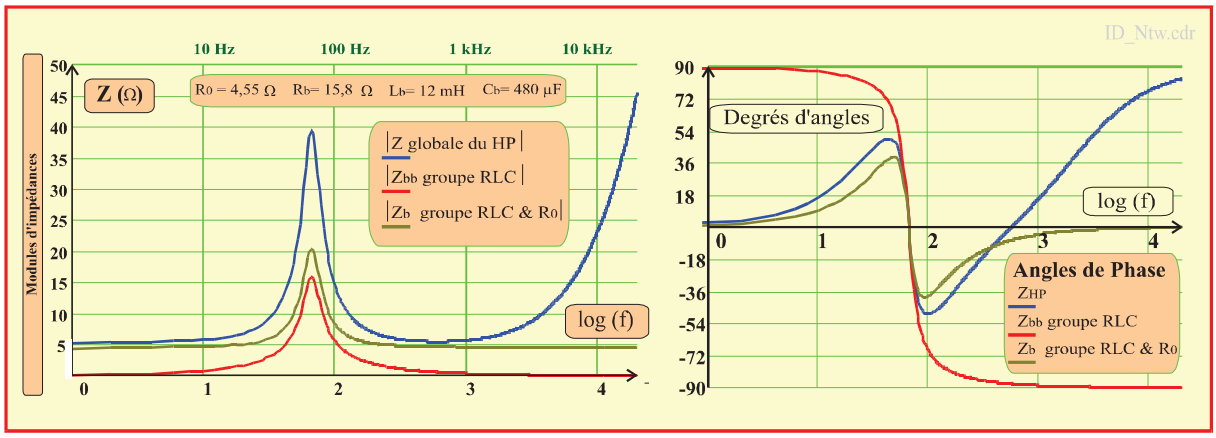


Figure I.24 : Impédance du réseau [R + R//L//C] pour la correction du pic de résonance

La **figure I.25** illustre l'application du concept en superposant les résultats de la **figure I.16** avec le comportement en accélération (m/s²) corrigé par l'adjonction du filtre d'impédance $\mathbf{Z_b}$. La tension de commande imposée en entrée du conditionneur est alors de **1V** et le tracé corrigé permet de comparer les comportements respectifs de la sollicitation générique en tension et d'un contrôle en courant pourvu du filtre de correction ajusté selon le critère de *Butterworth* ($Q_{HP+Zb} = 1/\sqrt{2}$).

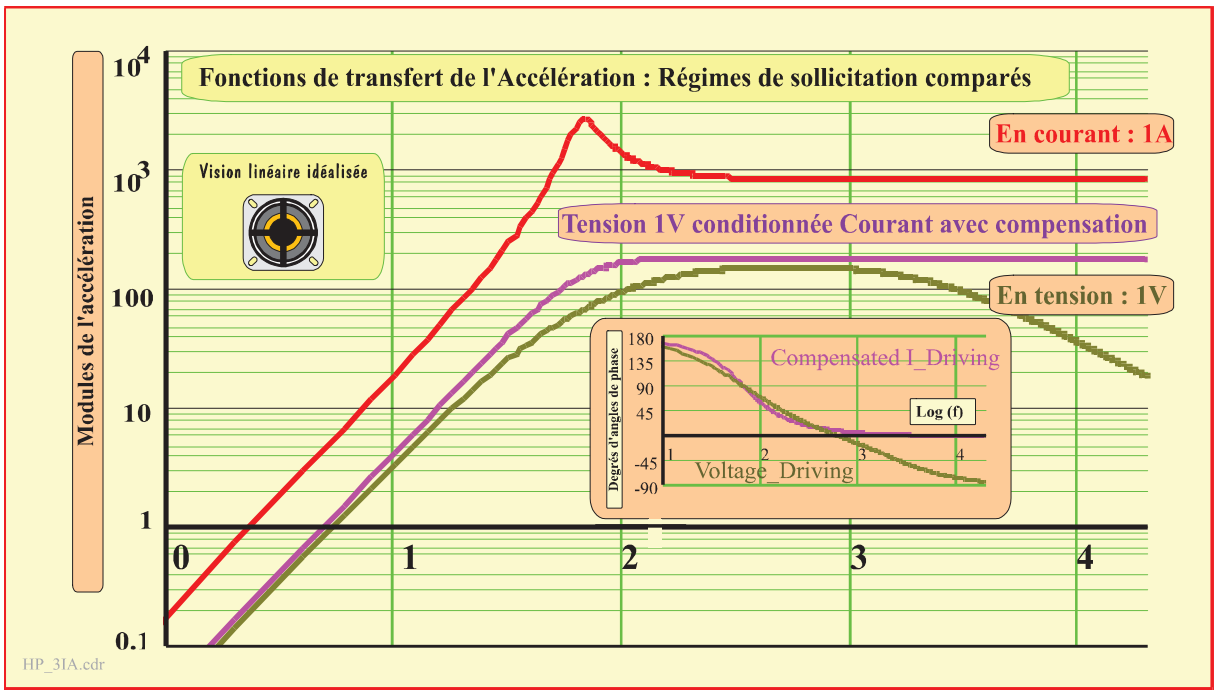


Figure I.25 : Correction idéale du pic de résonance adjointe au contrôle en courant (a en m/s²)

Malgré le caractère idéalisé de ces considérations "sur le papier", il conviendra d'analyser la faisabilité et les propriétés d'une telle association au regard de divers haut-parleurs de l'état de la technique. La dernière partie du document exposera les prémisses d'une telle analyse qui sera prolongée au-delà de la formation doctorale.

4.4 Réjection du pic de résonance par compensation sur la boucle de feedback

L'approche précédente impose le passage d'un courant fort dans le filtre [$\mathbf{R_0 + R_b//L_b//C_b}$]. Une seconde approche peut éviter cet inconvénient en choisissant de disposer un filtre de compensation inséré dans la boucle de feedback. La structure d'un tel filtre ainsi que son implémentation est illustrée par la **figure I.26**, avec ses caractéristiques principales. Un calcul classique montre que la transconductance est alors définie avec :

$$\frac{I}{V_{in}} = \frac{1}{R_B}\cdot\left(1+\left(Z_2+R_B\right)/R_3\right) \qquad \text{(A/V)} \qquad \textbf{[I.63]}$$

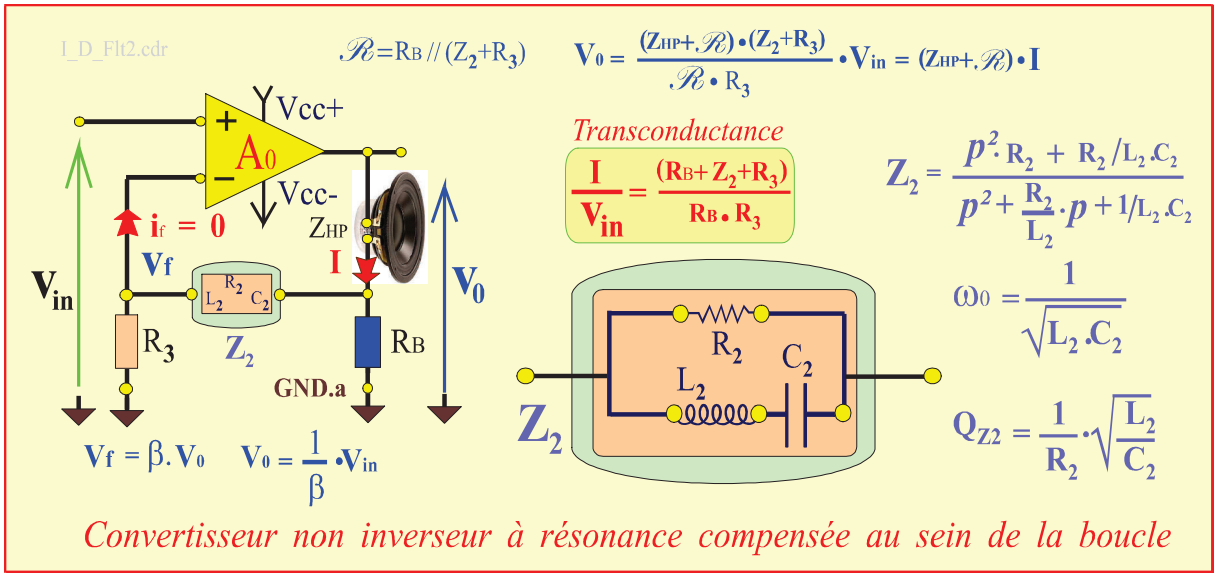


Figure I.26 : Correction de la résonance par réseau [(L+C)//R] inséré en boucle

Un calibrage peut être réalisé en premier lieu avec le choix de $\mathbf{R_B}$, puis de $\mathbf{R_2}$ très supérieur à $\mathbf{R_B}$, puisque $\mathbf{R_2}$ conditionne le comportement générique en dehors de la résonance. Le coefficient de qualité de cette structure de filtre exige toutefois une valeur de self très supérieure à celle définie pour la solution précédente. En outre, selon la structure de l'amplificateur la valeur de $\mathbf{R_B}$ ne doit pas être trop élevée pour maintenir la stabilité. Pour le haut-parleur utilisé en exemple, avec une valeur de $\mathbf{R_B}$ unitaire, les comportements du filtre et de la transconductance sont illustrés sur la **figure I.27**. A la fréquence de résonance, les tracés de phase soulignent la rotation de phase présentée par $\mathbf{Z_2}$ ainsi que la symétrie observée par la transconductance comparée avec le transducteur.

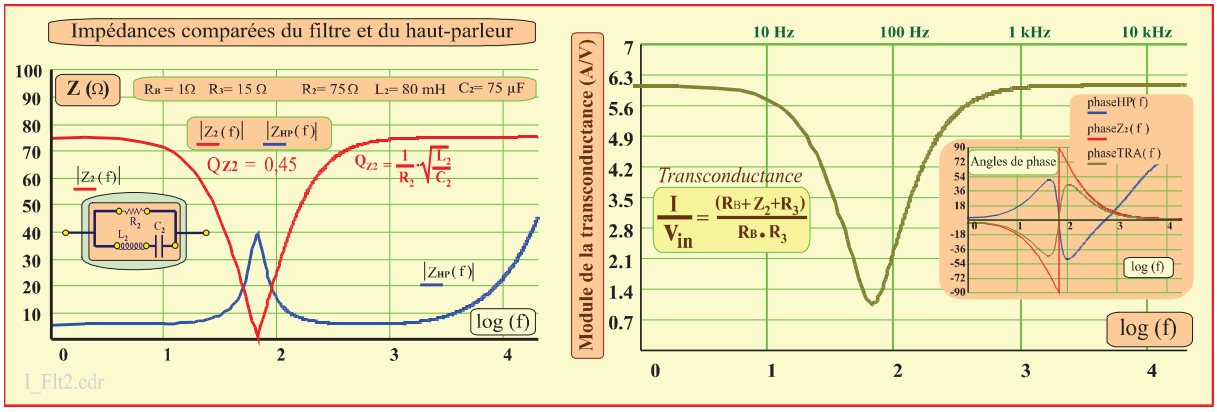


Figure I.27 : Comportements des éléments insérés dans la correction du pic de résonance

Les valeurs des composants indiquées sur la figure sont ajustées pour répondre à un facteur de qualité électrique de l'ordre de **0,45** permettant une association correcte avec la résonance du transducteur.

Pour une tension de commande notée **E** sollicitant l'entrée du conditionneur et considérant les derniers éléments présentés affectés de leurs valeurs respectives, le comportement en accélération résultant de l'agencement s'exprime :

$$\left[\frac{A}{E}\right]_p = p^2 \cdot \left[\frac{X}{E}\right]_p = p^2 \cdot \left[\frac{X}{I}\right]_p \cdot \left[\frac{I}{E}\right]_p = p^2 \cdot \frac{B_l}{M_m} \cdot \frac{1}{\mathscr{P}_1} \cdot \frac{1}{\mathrm{R_B}} \cdot \left(1 + \left(\mathrm{Z_2} + \mathrm{R_B}\right)/\mathrm{R_3}\right) \qquad \textbf{[I.64]}$$

Dans cette notation, E présente une valeur unitaire. Un gain ou une atténuation peut permettre un ajustage, soit par adjonction d'un étage en amont du conditionneur soit en modifiant la valeur de la résistance $\mathbf{R_B}$ sous réserve de na pas altérer la stabilité en fonction de l'amplificateur utilisé. La **figure I.28** représente le comportement d'un tel conditionnement où la tension de sollicitation est calibrée à $0{,}2V_{RMS}$ avec les éléments de compensation décrits précédemment.

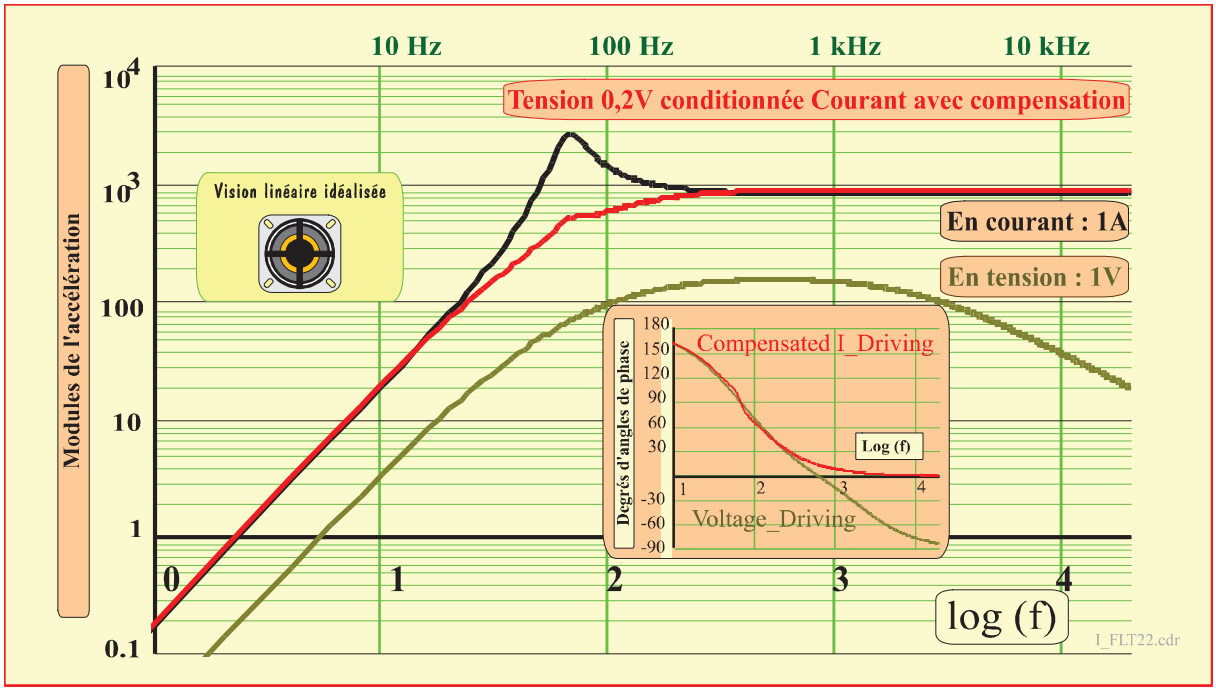


Figure I.28 : Compensation opérée au sein de la boucle de feedback

Le tracé en rouge démontre l'efficacité du filtrage obtenu, mais il convient de rappeler que le haut-parleur pris en exemple présente un facteur de résonance mécanique modéré de valeur $\mathbf{Q_m \approx 3}$ (*cf.* Tableau **I.3**), valeur suffisamment faible pour permettre la correction envisagée. Le calcul montre que pour une valeur de $\mathbf{Q_m}$ supérieure à 8 (*cf. infra*, Chapitres III, HP Pioneer TS-123), les modalités d'application de cette correction sont plus exigeantes. De fait, pour l'exemple choisi, cette solution requiert une self de **80 mH**, valeur rédhibitoire pour un enroulement sur air. Un montage de self artificielle —notamment avec des dispositifs gyrateurs— peut toutefois être envisagé [3, 12].

4.5 Autres perspectives quant à la réjection du pic de résonance

Dans cette dernière perspective, du fait que la correction envisagée est prédéfinie au premier ordre, une solution de type *feedforward* peut être développée avec des composants de moyenne puissance — les courants restent inférieurs à 50mA—, en remplaçant la self par un système de circuits actifs. Bien que ce chapitre soit dédié à des considérations d'ordre général il importe d'étayer l'argumentation par des éléments probatoires : Ici, l'exemple de circuits dédiés tels que le "**LME49726** *Dual Low Noise, Operational Amplifiers*" permet d'évaluer la faisabilité du type de correction envisagée. Le critère de correction à la résonance étant sous-tendu par une atténuation de valeur ($\mathbf{1/Q_m}$), il est possible d'y répondre au moyen d'un réseau **RLC** série, conformément au schéma de la **figure I.29** où la self résulte d'une construction virtuelle.

Les valeurs choisies satisfont à un compromis entre un bruit minimal et des courants maintenus à de faibles valeurs (I dans $\mathbf{Z_3}$ < 5mA). Le réseau ($\mathbf{R_h}$≈1 Ω, $\mathbf{C_h}$ ≈4,7 nF) est purement indicatif et prévu pour atténuer les signaux en hautes fréquences, avec en fait un temps propre effectif $\mathbf{R_p x C_h}$.

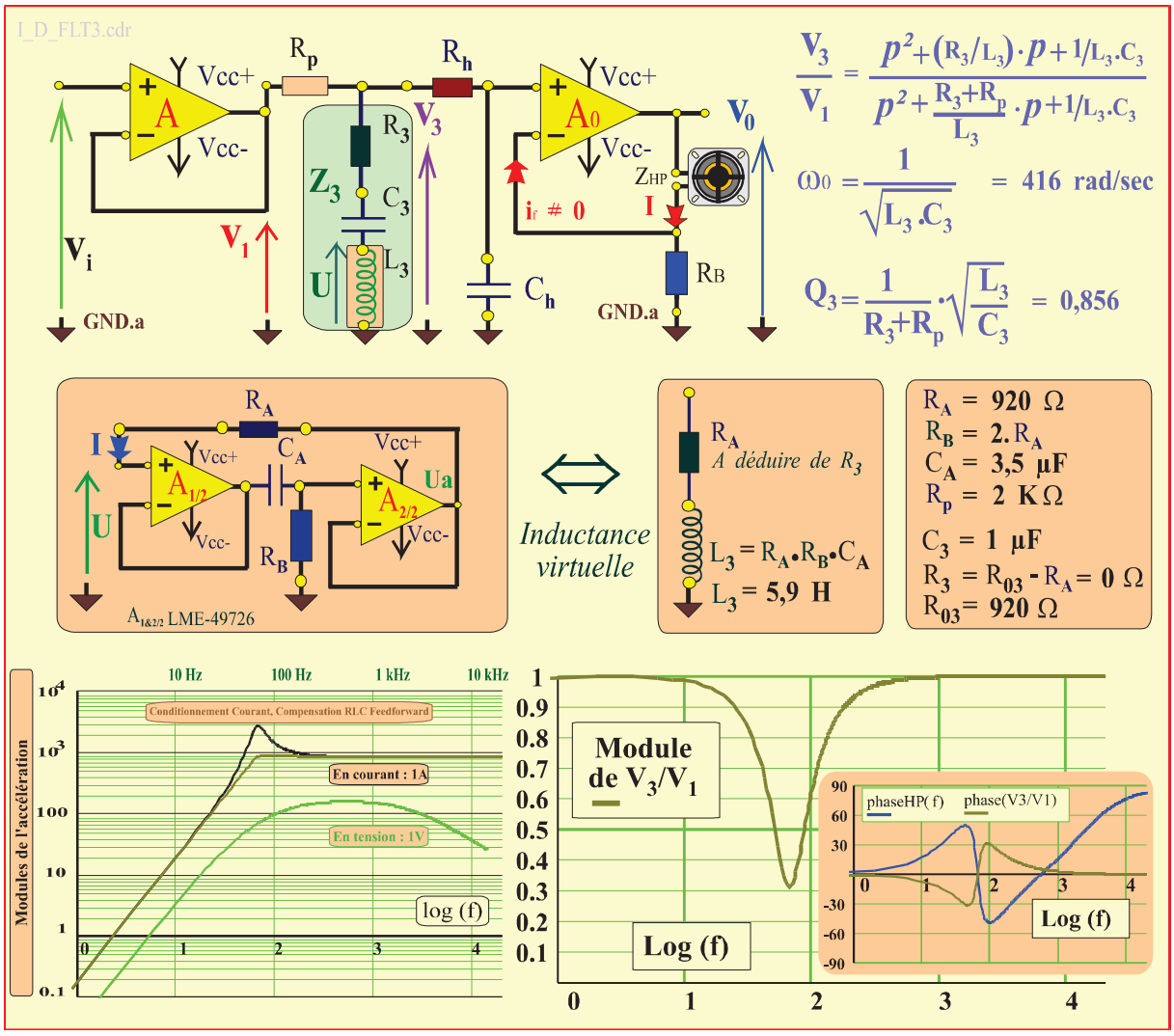


Figure I.29 : Compensation de résonance par cellule RLC montée en feedforward

Un calcul classique permet d'obtenir la fonction de transfert [$\mathbf{V_3/V_1}$] du filtre constitué par la mise en série de $\mathbf{R_p}$ et du réseau série $\mathbf{R_3L_3C_3}$, conformément aux éléments décrits par la **figure I.29**. Ainsi, le filtrage opéré, éventuellement combiné à l'atténuation HF par le filtre [$\mathbf{R_h}$, $\mathbf{C_h}$] permet de ne garder que la fonction de conditionneur tension courant affectée à l'amplificateur de puissance et débitant sur le transducteur. La spécificité de cette conformation réside dans la constitution virtuelle de la self $\mathbf{L_3}$, à l'aide de deux composants actifs. De fait, considérant l'impédance présentée à l'assemblage [$\mathbf{R_A}$, $\mathbf{R_B}$, $\mathbf{C_A}$, **2xAOp**], les deux relations suivantes peuvent être combinées :

$$\left[\frac{U_a}{U}\right]_p = \frac{R_B}{R_B + \dfrac{1}{j \cdot C_A \cdot \omega}} \quad \text{et} \quad I = \frac{U - U_a}{R_A} \qquad \textbf{[I.65.a\&b]}$$

L'identification des éléments conduit alors à un comportement d'impédance telle que:

$$Z_{Eq_self} = \left[\frac{U}{I}\right]_p = R_A + j \cdot \omega \cdot C_A \cdot R_A \cdot R_B \qquad (\Omega) \qquad \textbf{[I.66]}$$

L'ensemble se comporte donc comme une self de valeur $\mathbf{L_3 = R_A.R_B.C_A}$, mise en série avec la résistance $\mathbf{R_A}$, à prendre en compte dans la valeur de $\mathbf{R_3}$ disposée en externe.

L'agencement des paramètres choisis permet de ne pas avoir à monter ce composant, la valeur en série de $\mathbf{R_A}$ présentant quasiment la valeur requise pour assurer l'atténuation désirée ($\mathbf{1/Q_m}$). En effet, si :

$$\frac{1}{Q_m} = \frac{R_A}{R_A + R_p} \qquad \text{alors,} \quad R_A = \frac{R_p}{Q_m - 1} \qquad (\mathbf{Q_m \approx 3{,}17} \text{ pour notre exemple}) \qquad \mathbf{[I.67]}$$

Le module de l'accélération fait l'objet du tracé disposé au bas de la **figure I.29**, avec un comportement satisfaisant si l'on considère comme non pénalisant l'ajout de deux circuits actifs (un seul boîtier pour le LME 49726) pour l'obtention d'une self virtuelle d'une valeur proche de $\mathbf{L_3 = 6\ H}$. Enfin, les valeurs modérées affectées aux capacités —de l'ordre du µF—permettent la mise en œuvre de condensateurs MKP (polypropylène), bien adaptés aux régimes transitoires.

4.6 Commentaires et Conclusion quant au premier chapitre

Avec les considérations précédentes les signaux ont été considérés comme en instrumentation, en gardant l'information de la composante continue. En tout état de cause, il importe de maintenir cette valeur nulle, sauf à chercher à corriger la position moyenne du diaphragme dans le cas d'une stratégie de diminution des non linéarités [28].

En toute généralité, une absence de contrôle de la composante continue risque de dégrader, voire détruire, le transducteur par un échauffement inutile et excessif.

Le caractère générique des configurations précédemment exposées suppose de pouvoir disposer d'amplificateurs opérationnels de puissance aux caractéristiques idéales. Hormis les dispositifs spécifiques —Compensation, protection en surcharge, déstockage de charges locales des jonctions SC— permettant de conduire un montage purement conceptuel vers une réalisation effective dans un cadre de performances imposées (spectre, niveaux), les amplificateurs opérationnels de puissance peuvent toujours être testés vis-à-vis des fonctions spécifiques dans leurs configurations les plus basiques.

Si comme nous l'avons vu le comportement d'un haut-parleur contrôlé en tension apporte naturellement une solution pour éliminer l'influence de la résonance, la notion même de *feedback* impliquée dans le montage générique du convertisseur tension courant permet au moins deux modes de compensation.

- La première solution est directement accessible au travers de la similitude des relations **I.56** et **I.38**, où l'impédance $\mathbf{Z_b}$ de la **figure I.23** peut être vue comme variable d'ajustement permettant d'aplanir le spectre de l'accélération en adoptant le critère classique d'atténuation selon *Butterworth*. Si le recours à cette approche présente un handicap pour des transducteurs de puissance, il n'en est pas de même avec des mini et microsystèmes d'impédances nominales de 16Ω ou 32Ω, comme nous essayerons de le montrer à la suite des ces travaux, compte tenu des récents prototypes développés en salle blanche.

- La seconde solution exposée permet le recours à des composants limités au traitement des moyennes puissances mais nécessite une valeur de self beaucoup plus élevée que celle de la solution précédente. Bien que la littérature présente diverses méthodes de réalisation d'inductances virtuelles, leur mise en œuvre exigent toutefois diverses précautions quant au dimensionnement des valeurs [3, 12].

- En termes de solutions complémentaires basées sur de telles inductances, les défauts liés à la résonance et au comportement en hautes fréquences constituant des erreurs systématiques, ils peuvent être corrigées comme tels par des filtres disposés en *feedforward* avant le convertisseur tension courant. Les paragraphes **4.4** et **5** montrent des exemples soulignant l'intérêt d'un dimensionnement raisonné. L'avantage intrinsèque du mode de correction *feedforward* (appelé aussi correction *a priori* [31]) est de garantir la non altération de l'indice de contrôle en courant (*Control Drive Index*) vis-à-vis du pilotage du transducteur. Nous reprendrons cet aspect dans la dernière partie de ces travaux dédiée aux caractérisations et aux perspectives envisagées à court terme.

- Enfin, dans l'hypothèse de facteurs de résonance supérieurs à dix, le recours à des filtres actifs montés en réjection à bande étroite reste une solution envisageable, notamment avec des circuits dédiés tels que le filtre actif **UAF42** (Burr-Brown-T.I®).

Les éléments présentés en ce premier chapitre ont été décrits dans l'hypothèse de linéarité des systèmes. Toutefois, tant les transducteurs que les amplificateurs présentent des défauts à la source de distorsions des signaux objets de la reproduction. A cet égard, les deuxième et troisième chapitres de ce document sont dédiés à la caractérisation et à la quantification de ces types de distorsions.

Références bibliographiques relatives au premier chapitre

1] M. Dodé, "Le deuxième principe de Thermodynamique", Ed. Sedes, Paris 5ème, 1965

2] J. Thurin, "Mesures électriques et électroniques", 6ème Ed., Eyrolles, Paris, 1977

3] M. Feldmann, "Théorie des réseaux et systèmes linéaires", collection CENT-ENST, Ed. Eyrolles, 1981.

4] H. J. White, S. Tauber, "Systems analysis", Ed. W.B. Saunders Cie, Philadelphia, 1969

5] J. Max, "Méthodes et techniques du traitement de signal", Tom.1&2, Ed. Masson, Paris, 1981

6] E. Gaviot, "Conception et optimisation des radiomètres à absorption différentielle distribuée", *Habilitation à Diriger des Recherches*, Université de Lille, 1998.

7] J. Lifermann, "Systèmes linéaires et variables d'état", Ed. Masson & Cie, Paris, 1972.

8] M. Bruneau, "Contribution à l'étude de l'impédance motionnelle d'un haut-parleur chargé par un tuyau sonore", Thèse de doctorat d'état, Université Pierre et Marie Curie,Paris VI et Université du Maine,1975.

9] Elliot Sound Products, "Frequency, Amplitude and dB", Mai 2012, " " http://sound.westhost.com/articles/fadb.html

10] G. Ash et collaborateurs, "Acquisition de données : Du capteur à l'ordinateur", Ed. Dunod, Paris, 1999, ISBN 2 10 004204 1.

11] R. Besson, "Electronique, Radio, TV, Hifi ", Aide mémoire, Ed. Bordas, Dunod, ISBN 2-04-015937-1, Paris, 1985.

12] E. Meriläinen, "Current-Driving of Loudspeakers", Copyright ® Esa T. Meriläinen, Print-on-demand service, www.current-drive.info , USA, 2010, ISBN 1450544009.

13] E. Leipp, "Acoustique et Musique", Ed. Masson & Cie, Paris, 1971.

14] D. Mercier et al, "Le livre des techniques du son, La technologie", Tom. 2, 2ème Ed. Dunod, Paris, 1998, ISBN 2 10 00 4132 0.

15] W. Klippel, "Sound quality of audio systems", Lecture 26-28 March, 2012.

16] P. M. Morse & K. U. Ingard, "Theoretical Acoustics"**,** Ed. Mc Graw-Hill Inc., Princton Uniiversity Press Books, ISBN 0 691 08425 4, 1968.

17] M. Bruneau, "Manuel d'acoustique fondamentale"**,** Ed. Hermès, ISBN 2 86 601712 9, 1998.

18] W. Klippel, "Tutorial : Loudspeakers Nonlinearities –Causes, Parameters, Symptoms", J. Audio Eng Soc., Vol. 54, N°. 10, 2006 October.

19] E. Gaviot, "Cours : Métrologie des grandeurs physiques par mesures en pont ", Cours & TD de 2eA ENSIM, Tronc commun VAC, 1999-2013.

20] J.M. Fouchez & A. Perez-Mas, "Electronique pratique", Ed. Dunod, 1996, ISBN 2 10 003956 3.

21] E. Gaviot, "Cours : Signaux électriques, et bases du conditionnement analogique", Cours de 1eA ENSIM, Tronc commun, 1999-2004.

22] Texas Instrument, "Manuel des circuits intégrés analogiques", Col. Formatif, Editions Radio, Paris, 1974.

23] T. Rossignol, "Driving of loudspeakers", ON Semiconductors™, Mémoire de Stage 3A Ingénieur INP-ENSEEIHT, août 2011.

24] H. L. Wade "*Regulatory and Advanced Regulatory Control, System Development*", Instrument Society of America, ISBN 1-55717-488-8, USA, 1994.

25] P.G. Friedman, T.P. Stoltenberg, "*Continuous Process Control*", Instrument Society of America, ISBN 1-55617-557-4, USA, 1996

26] D.E. Pippenger et E.J. Tobaben, "Circuits linéaires et d'interface", Col. Texas Instrument, 1989, ISBN 2 86886 020 6.

27] Texas Instrument, "The linear Control Circuit Data Book for Design Engineers", Sec. Ed. 1990, ISBN 0 89512 104 2.

28] E. Sturtzer, G. Pillonnet, G. Lemarquand, N. Abouchi, "Comparison between voltage and current driving methods of a micro-speaker", Applied Acoustics, 2012, http://dx.doi.org/10.1016/j.apacoust.2012.05.008.

29] F. de Dieuleveult, H.Fanet, "Principes et pratique de l'électronique, Calcul des circuits et fonctions", Ed. Dunod, Paris, 1997, ISBN 2 10 003162 7.

30] C. Hoch, M. Vukonic, "Composants passifs, Composants actifs, Normalisation", Col. Les étapes, Ed. NATHAN, AFNOR, 1996, ISBN AFNOR : 2 12 289211 0.

31] BHALY, "*Etude et mise au point des boucles de régulation*", collection industrie, Ed. Kirk, ISBN 2-905686 073, Maison Alfort, France, 1988

32] P.G.L. Mills & M.O.J. Hawksford, "Distortion Reduction in Moving-Coils Loudspeakers Systems Using Current-Drive Technology", Journal of the Audio Engineering Society, vol.37, Merch 1989, p. 129-148.

Planche II : Caractérisation d'un haut-parleur générique (Banc Klippel®)

CHAPITRE II

Défauts altérant les systèmes, leurs origines, et théorie quant à leur quantification analytique

1. Altération spectrale afférente à deux grandeurs liées par une relation non linéaire

Au sens de la théorie des systèmes, la transformation par un système d'un signal de sollicitation —dit signal d'entrée, noté e(t)— se caractérise par l'analyse d'un autre signal observable mesurable au sein du système en termes de grandeur dite de sortie et noté s(t). Les deux grandeurs peuvent être définies avec des unités différentes, et le comportement sera considéré linéaire si :

$$s(t) = f[e(t)], \text{ avec ; } \quad f[e(t)] = K \times e(t) \qquad \textbf{(II.1)}$$

Lorsque la grandeur K = s(t)/e(t) reste invariante quelque soit le niveau du signal d'entrée, la relation de comportement entre entrée et sortie est dite linéaire, et K définit un rapport de transduction caractérisé par l'équation aux dimensions du rapport des grandeurs objets de la mesure.

Dans le cas des signaux électriques, les deux grandeurs observables dites conjuguées par rapport à l'énergie sont la tension et le courant. En effet, leur produit en termes de puissance est une grandeur essentiellement énergétique [1]. Pour un système de type dipôle, la relation courant tension, à une fréquence donnée, se traduit par une fonction d'impédance ou par son inverse en termes d'admittance [2]. Un **dipôle linéaire** sollicité par un courant sinusoïdal présente à ses bornes une tension elle aussi sinusoïdale. D'une manière générale, les fonctions cissoïdales sont des fonctions propres des systèmes linéaires [3]. Le signal recueilli en sortie présente une amplitude fonction de la fréquence, de même qu'un déphasage apparaît entre les deux observables. Pour autant, le signal de sortie conserve systématiquement la fréquence de celui d'entrée. Un diagramme de Bode, en termes d'évolutions de module et de phase est obtenu en considérant toutes les valeurs de la fréquence, et permet de qualifier l'évolution de l'impédance du dipôle [3,4].

L'analyse des systèmes non linéaires se révèle plus complexe avec, pour une fréquence donnée du signal d'entrée, l'apparition en sortie de raies parasites dans le spectre. Ces dernières observées pour des valeurs multiples entiers de la fréquence de sollicitation sont appelées distorsions harmoniques. En ce cas, la composition spectrale obtenue dépend du type de non linéarité du système. Si le signal d'entrée n'est plus mono fréquentiel, alors les raies parasites peuvent se ranger en deux familles, respectivement qualifiées de composantes harmoniques et de composantes d'intermodulation.

1.1 Non linéarités de base

A titre d'exemple simple, un dipôle non linéaire peut être représenté en les termes d'une résistance électrique dont la valeur dépend de celle de l'intensité la traversant. Pour des valeurs de courant infiniment petites, un tel composant présente une valeur dite nominale notée R_0. Pour toute autre valeur de l'intensité une représentation polynomiale peut être requise avec un nombre de degrés à choisir en fonction de la précision recherchée pour la représentation du comportement. Généralement, un polynôme limité au degré cubique suffit à une description fidèle du comportement. Un telle définition conduit à :

$$R(i) = R_0 \cdot \left[\alpha + \beta \cdot i + \gamma \cdot i^2\right] \qquad \textbf{(II.2)}$$

En cette représentation, $\alpha = 1$ systématiquement : Ainsi, pour β et γ simultanément nuls, la loi d'Ohm conduit à une tension aux bornes du dipôle fonction linéaire du courant *via* R_0, au sens ordinaire d'une relation linéaire. La grandeur β exprimée en $\mathbf{A^{-1}}$, traduit au sens de la loi d'Ohm une non linéarité quadratique représentative d'une caractéristique parabolique. Enfin le coefficient γ exprimé en $\mathbf{A^{-2}}$ caractérise une non linéarité d'ordre cubique entre la relation tension courant. L'étude analytique de cas élémentaires permet d'illustrer le sens de ces définitions et de souligner quelques propriétés essentielles rencontrées dans les cas plus généraux.

Remarque : Comme au chapitre premier, les exemples exposés ont été traités à l'aide du logiciel Mathcad® dont les graphiques ont été repris et annotés sur CorelDraw® avant d'être reportés dans ce document.

1.1.1 Génération d'harmoniques lors d'une sollicitation sinusoïdale

Pour un dipôle présentant une caractéristique conforme à la **relation 2**, une sollicitation sinusoïdale en courant peut s'écrire : $i(t) = i_1 \cdot \sin(\omega_1 \cdot t + \varphi_1)$ où ω_1 et φ_1 sont respectivement la fréquence et la phase associées au signal de sollicitation. La relation tension courant peut alors être observée dans le cas de base où seule une non linéarité parabolique affecte la charge ($\gamma = 0$ A^{-2}). La relation de quadrature associée à cette distorsion se détermine facilement à l'aide des relations trigonométriques classiques[10]. Ainsi, un simple calcul conduit à une tension de la forme suivante :

$$v(t) = \alpha \cdot R_0 \cdot i_1 \cdot \sin(\omega_1 \cdot t + \varphi_1) + \beta \cdot \frac{R_0 \cdot i_1^{\,2}}{2} \cdot [1 - \cos(2 \cdot (\omega_1 \cdot t + \varphi_1))] \qquad \textbf{(II.3)}$$

Le premier terme du membre de droite à la fréquence angulaire ω_1 est représentatif du signal de sortie non altéré du cas idéal où β et γ seraient simultanément nuls. Le second terme est à lui seul représentatif des distorsions de non linéarité, et comporte deux composantes d'égal niveau [$\beta.R_0.i_1^2/2$], respectivement en termes de régime permanent, et d'un raie harmonique double ($\omega = 2.\omega_1$). Ainsi, pour cet exemple simple, la non linéarité parabolique entraîne une distorsion spectrale symétrique " à gauche et à droite" de la raie utile et non altérée, avec d'une part un effet de redressement du signal, et d'autre part une composante harmonique à double fréquence. D'une manière générale, il apparaît que le signal de sortie peut toujours être présenté comme la composition additive de deux signaux, l'un utile et l'autre parasite.

$$v(t) = v(t)_{IDEAL} + v(t)_{EXTRANEOUS} \qquad \textbf{(II.4)}$$

Cette façon de procéder relève des usages de l'homme du métier de l'électronique, en ce qu'elle permet d'analyser tout système en termes d'un système idéal ayant à traiter le signal utile combiné avec un signal parasite fictif dit perturbation ramenée en entrée du système [3]. Les notions de bruits, et de tension de décalage des amplificateurs sont toujours présentées en ces termes par les concepteurs et les constructeurs.

1.1.2 Génération d'harmoniques lors d'une sollicitation bitonale

Un signal test simple peut être utilisé afin de mettre en évidence les distorsions engendrées par une non linéarité parabolique, en assemblant deux composantes sinusoïdales d'amplitude et de fréquence angulaire respectives judicieusement choisies. Un tel signal est qualifié de bitonal et s'exprime :

$$i(t) = i_1 \cdot \sin(\omega_1 \cdot t + \varphi_1) + i_2 \cdot \sin(\omega_2 \cdot t + \varphi_2), \qquad \text{avec : } \omega_2 > \omega_1 \qquad \textbf{(II.5)}$$

En reprenant le cas élémentaire de la distorsion parabolique le calcul conduit encore à une représentation où $v(t) = v(t)_{IDEAL} + v(t)_{EXTRANEOUS}$. Ces deux composantes s'expriment ainsi respectivement :

$$v(t)_{IDEAL} = \alpha \cdot R_0 \cdot i(t) \qquad \textbf{(II.6.a \& 6b)}$$

$$v(t)_{EXTRANEOUS} = \frac{\beta \cdot R_0}{2} \cdot \left[\left(i_1^{\,2} + i_2^{\,2}\right) - \left[i_1^{\,2} \cdot \cos(2 \cdot \psi_1) + i_2^{\,2} \cdot \cos(2 \cdot \psi_2)\right] + 2 \cdot i_1 \cdot i_2 \cdot \left[\cos(\psi_1 - \psi_2) - \cos(\psi_1 + \psi_2)\right]\right]$$

La notation est ici simplifiée en notant les arguments de chacune des composantes du signal d'entrée respectivement, $\psi_1 = \omega_1.t + \varphi_1$ et $\psi_2 = \omega_2.t + \varphi_2$. La composante parasite décrite par la **relation II.6b** s'annule lorsque le caractère parabolique est corrigé, avec $\beta = 0$. En tout autre cas, son contenu spectral présente une composante de régime permanent (effet de redressement) dont la mesure en tant que telle, après filtrage passe bas peut caractériser la non linéarité au travers de l'identification du coefficient β. Le second membre du terme de droite traduit des composantes harmoniques de rang deux respectivement associées à chacun des constituants du signal bitonal.

---

[10] Les deux relations de Simpson permettent de traiter les deux cas de distorsions quadratiques et cubiques : avec $\sin(a) \cdot \sin(b) = \frac{1}{2} \cdot [\cos(a-b) - \cos(a+b)]$ et $\sin(a) \cdot \cos(b) = \frac{1}{2} \cdot [\sin(a+b) + \sin(a-b)]$

Enfin, le troisième terme, au travers du produit des valeurs des intensités de chaque constituant, traduit une interaction en termes de couplage. Cette interaction est double puisque décrite de manière symétrique autour de la seconde raie spectrale avec deux composantes, l'une fonction de la différence des fréquences et l'autre fonction de la somme. Cette interaction de couplage des constituants d'un signal d'entrée porte le nom d'intermodulation.

Ainsi, à travers cet exemple élémentaire, il apparaît que le comportement non linéaire d'un système se traduit par la génération d'harmoniques —le cas particulier du régime permanent étant rapporté à l'harmonique ($\omega = \omega_1 - \omega_1 = 0$)—, et de composantes spectrales d'intermodulation.

Le choix de deux valeurs identiques pour les amplitudes des deux composantes de sollicitation se révèle avantageux en termes de simplification si l'on considère une procédure expérimentale rapportée à la caractérisation d'un système. En notant $i_0 = i_1 = i_2$, la **relation II.6b** traduisant les distorsions engendrées par le système se simplifie et prend la forme :

$$v(t)_{EXTRANEOUS} = \beta \cdot R_0 \cdot i_0^{\,2} \cdot \left[1 - \frac{1}{2}\left[\cos(2\cdot\psi_1) + \cos(2\cdot\psi_2)\right] + \left[\cos(\psi_1 - \psi_2) - \cos(\psi_1 + \psi_2)\right]\right] \quad \textbf{(II.7)}$$

La triple structuration en termes d'offset augmenté d'harmoniques et d'intermodulations est immédiatement mise en évidence. Ainsi, la distorsion parabolique engendre un doublement de fréquence de chaque constituant (deuxième terme du membre de droite) accompagné d'un couplage symétrique d'intermodulation autour de la seconde composante par addition et soustraction avec la première (troisième terme). Globalement, la distorsion parabolique comprend les contributions suivantes en termes d'amplitudes et de contenus fréquentiels :

1- composante en régime permanent (**RP**) :	β	en f = 0
2- pas d'altération des composantes aux fréquences d'origine f_1 et f_2 :	$\varnothing$	f_1 et f_2
3- apparition des harmoniques 2 des fréquences d'origine soit :	$\beta/2$	$2.f_1$ et $2.f_2$
4- intermodulation de f_1 autour f_2 soit :	β	f_2-f_1 et f_2+f_1

1.1.3 Tracés caractéristiques pour des non linéarités paraboliques

D'une manière générale, la caractéristique d'un élément se définit par le tracé de la valeur de la grandeur extensive circulant au sein de l'élément en fonction de la différence de niveau de deux valeurs de la grandeur intensive caractérisant le domaine énergétique associé à l'élément [1]. Pour le domaine électrique, l'intensité étant la grandeur extensive (débit de charges électriques conservatives), et la tension l'observable intensif, le tracé de l'intensité fonction de la tension traduit cette définition générale. En ce cas, la pente en chaque point du tracé traduit une admittance, grandeur inverse de la description donnée par la **relation II.2**. Toutefois, compte tenu du choix de notre description, nous représenterons les caractéristiques des éléments permettant d'illustrer notre propos en termes de relation tension fonction de courant. La **figure II.1** illustre deux cas de non linéarités paraboliques.

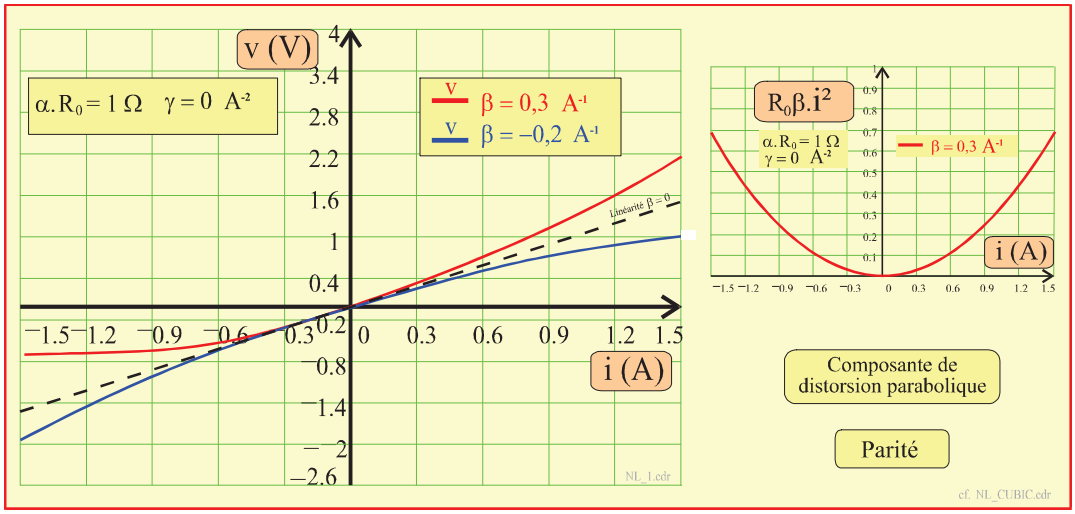


Figure II.1 : Tension fonction de Courant pour deux exemples de non linéarités paraboliques

Les deux cas d'école de la **figure II.1** se rapportent à une résistance nominale unitaire et sont tracés autour de la caractéristique de l'élément linéaire idéal au comportement figuré par une droite tracée en traits pointillés. D'autre part l'encart de droite justifie la terminologie "distorsion parabolique". En toute généralité ces tracés passent par l'origine conformément au comportement de tout dipôle passif inapte à la génération d'énergie électrique.

En considérant le premier cas, affecté d'une non linéarité parabolique marquée par $\beta = +0{,}3\ A^{-1}$, la définition d'un signal bitonal au sens de **l'Eq. II.5** conduit aux comportements illustrés par les **figures II.2** et **3**. Les deux composantes d'intensité du signal de sollicitation sont à valeur unitaire ($i_0 = i_1 = i_2 = 1A$) pour deux fréquences arbitrairement fixées à $f_1 = 10$ Hz et $f_2 = 100$ Hz. Les simulations Mathcad® sont réalisées avec 1024 échantillons par période.

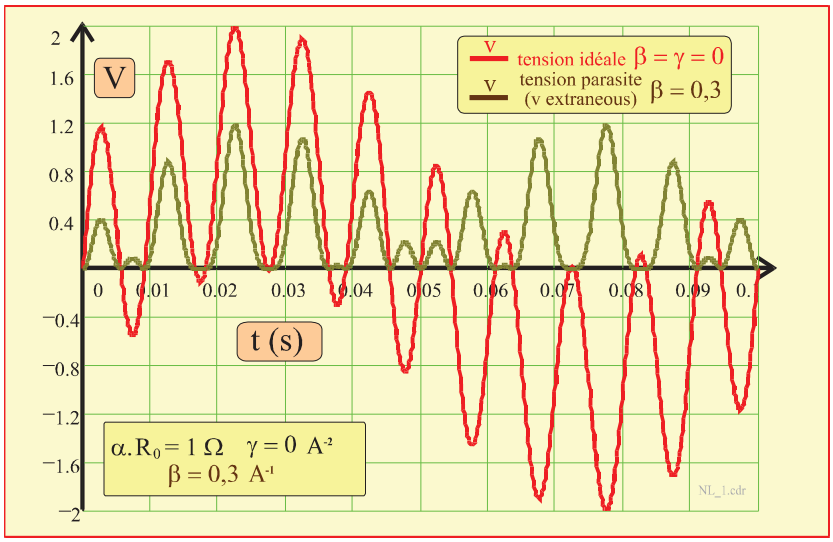


Figure II.2 : Composantes idéale + parasite de la réponse à un signal bitonal (dipôle élémentaire)

Au sens des relations **II.6a** et **6b**, la **figure II.2** illustre séparément la partie idéale de la réponse (tracé *red*), et la composante parasite (tracé *nuts*) introduites suite au caractère non linéaire du composant considéré. Cette dernière altération, clairement non centrée détermine immédiatement la composante d'offset altérant le signal global résultant. A cet égard, cette quantité et les représentations spectrales associées aux deux composantes font l'objet de la **figure II.3**. En outre, avec $\beta > 0$, la distorsion reste toujours positive compte tenu de sa nature exclusivement quadratique ($\gamma = 0$).

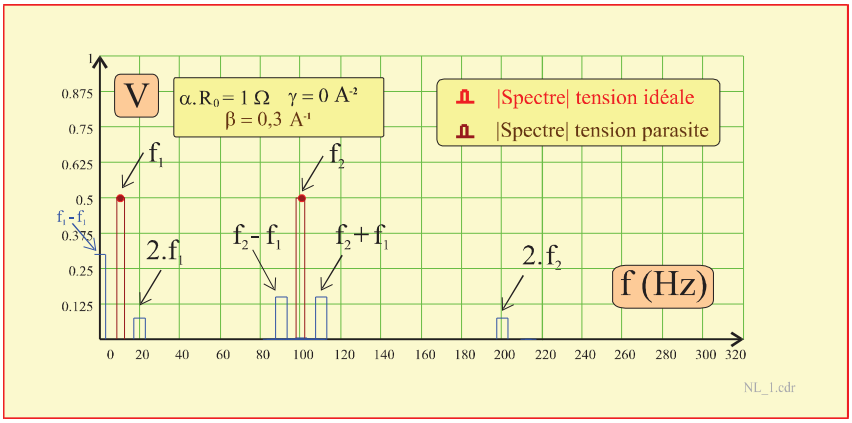


Figure II.3 : Module du spectre des composantes idéale et parasite d'une réponse bitonale

Le coefficient de non linéarité ayant été choisi avec une valeur très significative ($\beta = 30\%$ de α unité), une représentation linéaire des valeurs d'amplitudes de chaque raie se révèle acceptable vis-à-vis de l'agencement de la **figure I.3**. Toutefois, en termes de caractérisation de systèmes réels où l'on recherche la mise en évidence de distorsions faibles, une représentation logarithmique est nettement plus appropriée, ce que montreront les exemples à suivre.

Conformément à la **relation II.7**, dans l'exemple choisi où les grandeurs sont unitaires hormis la valeur de β=0,3 A^{-1}, la lecture de ce dernier paramètre est immédiate en f = 0. Les composantes f_1 et f_2 sont affectées de modules ½ conformément aux conventions classiques portant sur la représentation fréquence des signaux [5].

1.2 Sollicitation bitonale de systèmes présentant des non linéarités parabolique et cubique

Dans le cas d'un dipôle dont le comportement est conforme à la relation I.**2** ($\gamma \neq 0$), la représentation graphique de la caractéristique du composant permet d'illustrer l'écart entre la situation idéale d'un composant linéaire, la seule prise en compte de la distorsion quadratique, et la globalité comprenant la non linéarité d'ordre trois. De même que pour une simple distorsion quadratique, la réponse à une sollicitation par un signal bitonal pourra être visualisée en soulignant les différentes propriétés afférentes à ces distorsions.

1.2.1 Tracés caractéristiques pour des non linéarités parabolique et cubique

La **figure II.4** illustre la caractéristique de plusieurs dipôles non linéaires où l'on a séparé les contributions quadratiques et cubiques. Le cas précédent, objet de l'un des éléments de la **figure II.1** et tracé en rouge a été pris comme référence. Les trois tracés se rapportent respectivement à une simple distorsion quadratique (parabolique), une distorsion exclusivement d'ordre trois (cubique) et enfin le cumul des deux altérations (tracé en bleu). L'encart de droite illustre l'imparité du caractère cubique.

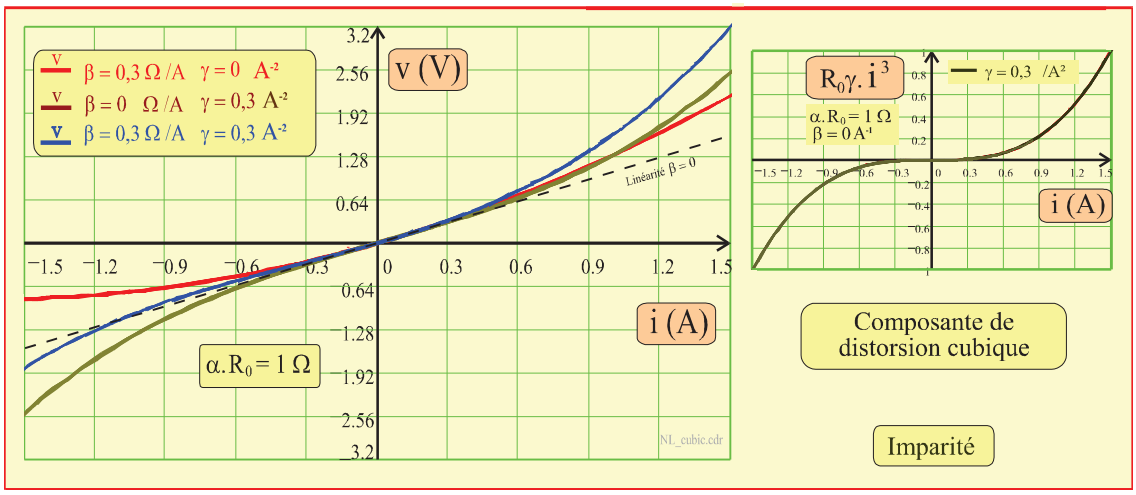


Figure II.4 : Caractéristiques d'un dipôle avec et sans distorsion d'ordre trois

1.2.2 Contribution exclusive de la distorsion d'ordre trois à l'altération du spectre

En premier lieu, la **relation II.4** peut être reformulée en dissociant la contribution de chacune des non linéarités. Ainsi :

$$v(t) = v(t)_{IDEAL} + v(t)_{Ex\,quad} + v(t)_{Ex\,cubic} \qquad \textbf{(II.8)}$$

Les propriétés du spectre d'un tel signal peuvent être illustrées en considérant le cas d'une sollicitation bitonale dont les deux composantes présentent la même amplitude. Les deux premiers termes du membre de droite restent décrits par les **relations I.6a** et I.**7**, et compte tenu des notations précédentes, le développement trigonométrique du terme cubique relatif à l'intensité (relations de Simpson) conduit à l'expression suivante :

(II.9)

$$v(t)_{Ex_{cubic}} = \frac{\gamma \cdot R_0 \cdot i_0^{\,3}}{4} \cdot [9 \cdot (\sin\psi_1 + \sin\psi_2) - (\sin 3\psi_1 + \sin 3\psi_2) - 3 \cdot (\sin(\psi_2 - 2\psi_1) + \sin(\psi_2 + 2\psi_1)) + 3 \cdot (\sin(2\psi_2 - \psi_1) - \sin(2\psi_2 + \psi_1))]$$

Il apparaît que ce type de distorsion n'entraîne pas de composante en régime permanent, mais altère directement l'amplitude des composantes du signal de sollicitation.

Globalement, la distorsion cubique comprend les contributions suivantes en termes d'amplitudes et de contenus fréquentiels :

1- absence de composante en régime permanent (**RP**) :	∅	en f = 0
2- altération des composantes aux fréquences d'origine f_1 et f_2 en :	9.γ/4	f_1 et f_2
3- apparition des harmoniques 3 des fréquences d'origine soit :	1.γ/4	$3.f_1$ et $3.f_2$
4- intermodulation de $2.f_1$ autour de f_2 soit :	3.γ/4	f_2-$2.f_1$ et f_2+$2.f_1$
5- intermodulation de f_1 autour de $2.f_2$ soit :	3.γ/4	$2f_2$-f_1 et $2f_2$+f_1

A titre d'exemple, le composant objet de la **figure II.4** ($\beta = 0\ A^{-1}$ et $\gamma = 0{,}3\ A^{-2}$), associé à la distorsion exclusivement cubique, est considéré sollicité par le signal bitonal décrit dans l'exemple précédent (**figures II.2** et **II.3** : $i_0 = i_1 = i_2 = 1A$ et $f_1 = 10$ Hz et $f_2 = 100$ Hz). La **figure II.5** représente les spectres respectifs des signaux $v(t)_{IDEAL}$ et de la distorsion $v(t)_{Excubic}$.

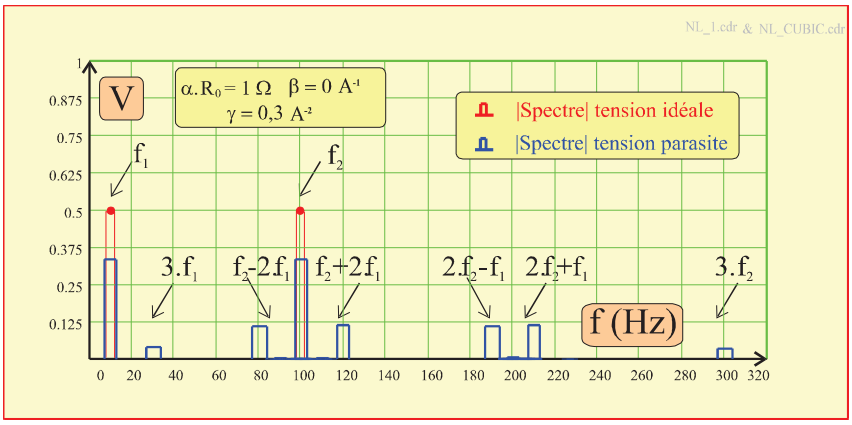


Figure II.5 : Spectre pour une altération de distorsion exclusivement d'ordre trois

1.2.3 Distorsions faibles simultanément composées d'ordre deux et trois

Lorsque l'ordre de grandeur des facteurs d'origine de la distorsion est diminué de manière significative, la localisation des raies spectrales reste conforme aux observations précédentes mais une représentation logarithmique devient nécessaire pour identifier les raies spectrales parasites. En contrepartie, il faut alors 4096 échantillons par période du fondamental pour réduire l'erreur sur le calcul des spectres qui, sans cette précaution, présenterait de fausses altérations sur la représentation du signal idéal. Considérant des paramètres de distorsion de faible valeur —**quasiment invisible sur la caractéristique**, avec $\beta = 0{,}03\ A^{-1}$ et $\gamma = 0{,}03\ A^{-2}$—, la **figure II.6** présente une visualisation logarithmique du spectre d'une tension simultanément altéré par les distorsions parabolique et cubique.

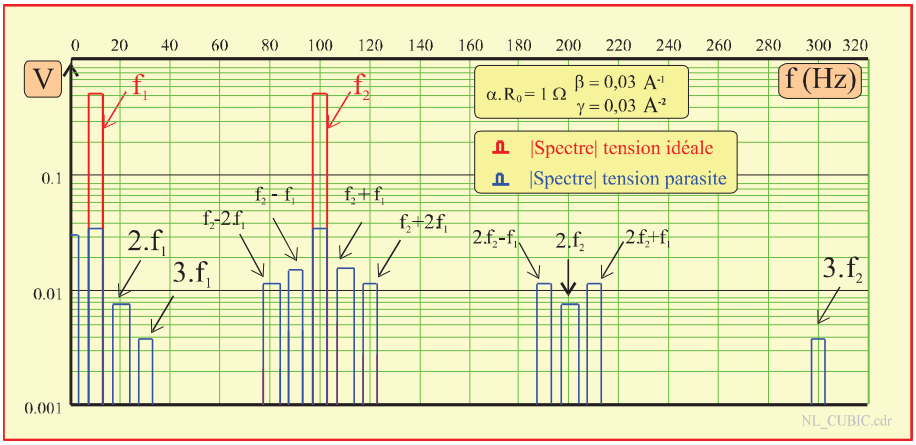


Figure II.6 : Altération spectrale pour une faible distorsion parabolique et cubique

1.2.4 Contribution exclusive d'une distorsion d'ordre quatre à l'altération du spectre

Comme évoqué précédemment l'étude à l'ordre trois suffit pour appréhender les deux familles de distorsions en termes de génération d'harmoniques et de couplages d'intermodulation. Toutefois, afin de souligner l'élargissement de l'encombrement spectral de ces couplages il nous a été demandé de présenter une brève illustration portant sur l'ordre quatre. A cet effet, il suffit d'ajouter un terme supplémentaire à la **relation I.8** et de calculer la puissance quatrième de l'intensité rapportée au signal bitonal de la **relation I.5** en considérant le même signal de sollicitation bitonale avec $i_0 = i_1 = i_2 = 1A$.

$$v(t) = v(t)_{IDEAL} + v(t)_{Ex\,quad} + v(t)_{Ex\,cubic} + v(t)_{Ex_ordre4} \qquad \textbf{(II.10)}$$

De la même manière que précédemment, la quantité $v(t)_{Ex_ordre4}$, en termes de contribution à l'ordre quatre de la distorsion, peut être calculée en notant δ (en A^{-3}) le coefficient y afférent, avec ;

$$v(t)_{Ex_ordre4} = R_0 \cdot \delta \cdot i_0^{\,4} \cdot g(\psi_1, \psi_2)\ . \qquad \textbf{(II.11)}$$

Dans cette expression, $g(\psi_1, \psi_2)$ est une fonction (exclusivement trigonométrique) des fréquences constituantes dont le développement conduit à :

$$g(\psi_1,\psi_2) = \left[\begin{array}{l} \frac{9}{4} + 3\cdot(\cos(\psi_2-\psi_1) - \cos(\psi_2+\psi_1)) - 2.(\cos 2\psi_1 + \cos 2\psi_2) + \frac{3}{4}.(\cos 2(\psi_2-\psi_1) + \cos 2(\psi_2+\psi_1)) \\ -\frac{1}{2}.(\cos(\psi_2-3\psi_1) - \cos(\psi_2+3\psi_1)) - \frac{1}{2}.(\cos(3\psi_2-\psi_1) - \cos(3\psi_2+\psi_1)) + \frac{1}{8}.(\cos 4\psi_1 + \cos 4\psi_2) \end{array}\right] \qquad \textbf{(II.12)}$$

Il en résulte que dans la portée de l'élargissement spectral des non linéarités d'un système, globalement, la distorsion d'ordre quatre entraîne les contributions suivantes en termes d'amplitudes et de contenus fréquentiels :

1- affectation de la composante de régime permanent (**RP**) :	9. δ/4	en f = 0
2- pas d'altération des composantes aux fréquences sources f_1 et f_2	∅	f_1 et f_2
3- apparition des harmoniques 2 des fréquences d'origine soit :	-2δ	$2.f_1$ et $2.f_2$
4- apparition des harmoniques 4 des fréquences d'origine soit :	δ/8	$4.f_1$ et $4.f_2$
5- intermodulation de f_1 autour de f_2 soit :	-3δ et +3δ	f_2-f_1 et f_2+f_1
6- intermodulation de $3.f_1$ autour de f_2 soit :	-½.δ et ½.δ	f_2-$3.f_1$ et f_2+$3.f_1$
7- intermodulation de f_1 autour de $3.f_2$ soit :	-½.δ et ½.δ	$3.f_2$-f_1 et $3.f_2$+f_1

1.2.5 Synthèse des contributions de distorsion jusqu'à l'ordre quatre

Les éléments précédents permettent de considérer le cas général où les contributions de chaque ordre seraient superposées. La **figure II.7** illustre la répartition et le cumul des contributions de chaque raie.

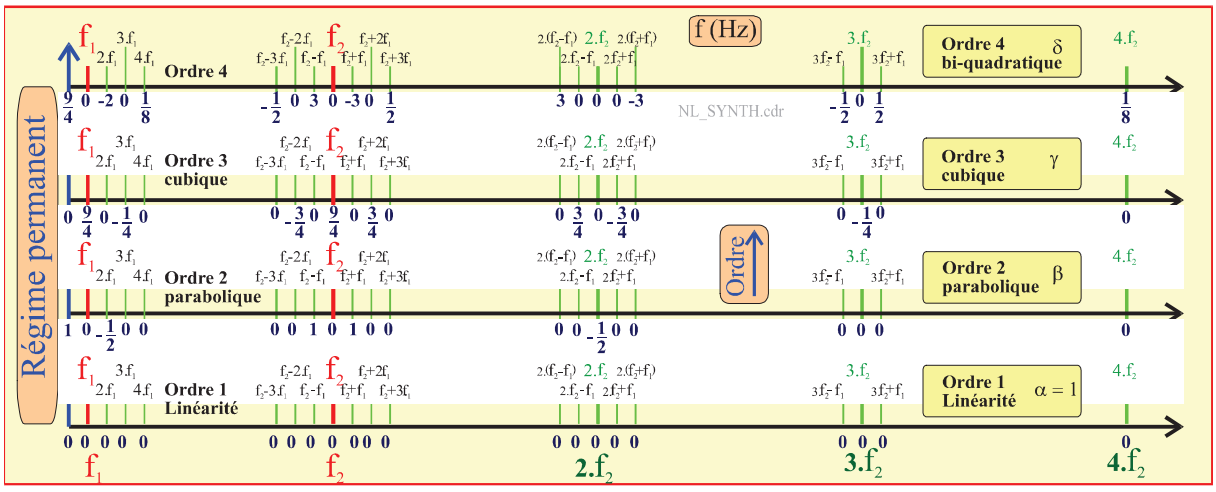


Figure II.7 : Récapitulatif des contributions de chaque ordre de non linéarité

D'une façon plus générale, la prolongation de la démarche de développement du calcul montre que les distorsions d'ordres pairs apportent une contribution à la composante de régime permanent et que les contributions d'ordre impair affectent directement l'amplitude des constituants générant le signal. La **figure II.7** permet d'appréhender la composition des raies de distorsion dans le cas du cumul des contributions de chaque ordre.

Un cas particulier apparaît avec une sollicitation **quasi-monofréquentielle**, avec $\psi_2 = 0$ dans les relations précédentes—il subsiste encore une composante continue—. Les contributions spécifiques suivantes, où le facteur ***18*** devient **3** en régime réellement monofréquence, restent alors :

$$v(t)_{Ex\,quad} = \beta \cdot \mathrm{R}_0 \cdot i_0^{\,2} \cdot \frac{1}{2} \cdot [1 - \cos 2.\psi_1] \qquad \textbf{(II.13.a)}$$

$$v(t)_{Ex\,cubic} = \gamma \cdot \mathrm{R}_0 \cdot i_0^{\,3} \cdot \frac{1}{4} \cdot [3 \cdot \sin \psi_1 - \sin 3.\psi_1] \qquad \textbf{(II.13.b)}$$

$$v(t)_{Ex_ordre4} = \delta \cdot \mathrm{R}_0 \cdot i_0^{\,4} \cdot \frac{1}{8} \cdot [\boldsymbol{18} - 4 \cdot \cos 2.\psi_1 + \cos 4.\psi_1] \qquad \textbf{(II.13.c)}$$

Si l'on considère un composant cumulant toutes les contributions au sens de la **relation II.10**, comme le montre par ailleurs la **figure II.7**, les **égalités II.13a 13b** et **13c** font alors apparaître une contribution simultanée des ordres quadratique et biquadratique sur le régime permanent et sur l'harmonique deux du signal de tension. La contribution cubique génère exclusivement l'harmonique de rang trois et altère la composante de la fréquence de sollicitation.

L'étude générale des systèmes linéaires introduit divers paramètres de qualification des signaux, que nous avons rappelés au chapitre premier. En outre, les éléments précédemment exposés permettent de mettre en évidence l'altération spectrale des signaux traités par un système non linéaire. Toutefois, avant d'aborder la génération et la quantification des distorsions non linéaires usuelles, il convient de mettre en évidence une source non négligeable de détérioration de la reproduction sonore avec la prise en compte de **l'effet Doppler**, altération déjà classable en termes de phénomène non linéaire.

2. Altération spectrale afférente à l'effet Doppler

La reproduction d'un signal complexe peut être affectée par l'émission simultanée des composantes spectrales du signal, où dans l'idéal chacune des composantes devrait être émise de manière indépendante vis-à-vis des autres. Le cas d'un signal bitonal permet une compréhension aisée du phénomène de couplage Doppler observable de manière intrinsèque au sein d'un haut-parleur électrodynamique.

2.1 Vision simplifiée de l'effet Doppler

Lorsqu'une source sonore est en mouvement à vitesse **v** par rapport au sol, sa fréquence d'émission sonore diffère de celle perçue par un observateur immobile, comme l'illustre la **figure II.8.**

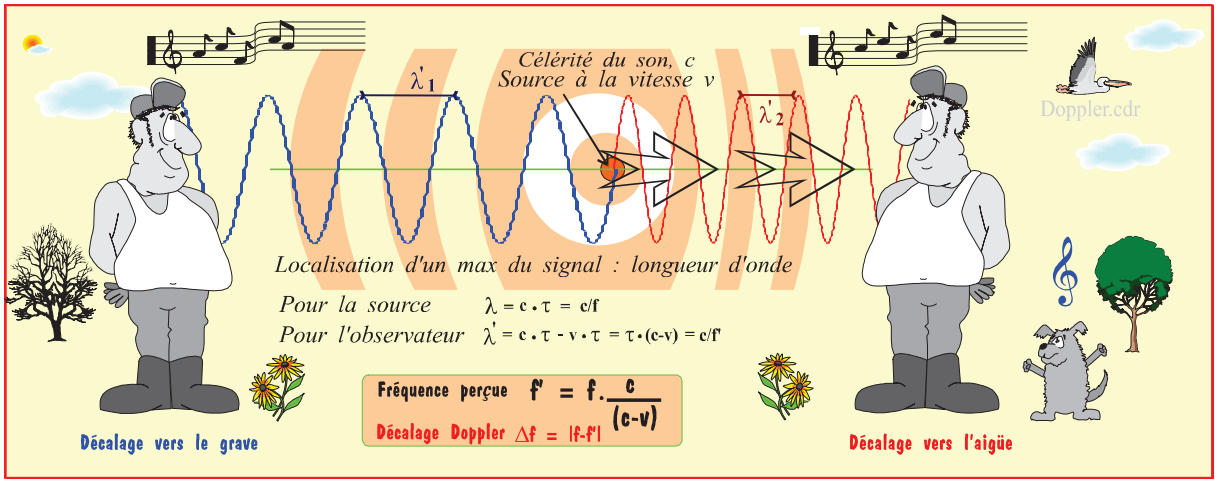


Figure II.8 : Illustration de l'altération fréquentielle par effet Doppler

Cet effet est bien connu dans la vie quotidienne, notamment lorsque le Klaxon d'une voiture en mouvement est écouté par un passant : l'effet **Doppler** se traduit par une augmentation de la fréquence perçue si la source est en rapprochement, et une diminution lorsque la source s'éloigne, compte tenu des lois de compositions vectorielles. Pour des vitesses dirigées sur un même axe, en notant **f** la fréquence émise vue de la source, alors la fréquence perçue **f '** s'exprime :

$$f' = f \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{v}{c}\right)} \quad (\textbf{c} \text{ est la célérité associée à la propagation du son dans l'air}) \qquad (\text{Hz}) \qquad \textbf{(II.14.a)}$$

Les ordres de grandeur à prendre en compte permettent souvent de simplifier la relation au premier ordre. En effet, lorsque la vitesse de déplacement de la source reste relativement faible (v<<c), alors :

$$f' \approx f \cdot \left(1 + \frac{v}{c}\right) \qquad \textbf{(II.14.b)}$$

2.2 Evaluation de l'influence perturbatrice de l'effet Doppler

La vitesse de déplacement d'une membrane de haut-parleur reste généralement de l'ordre de 1m/s, ce que nous avons vu au premier chapitre (*cf. supra*, **figure I.11**). De fait, la figure traitait par majoration et pour 1A la quantification des observables proches de la résonance, et pour la vitesse des *extrema* de l'ordre de **3m/s**. En contrepartie, la **figure I.12** représentative d'un régime opérationnel —au La_3— montrait des valeurs limitées à **0,5m/s**. Ces valeurs justifient une approximation systématique —v<<c—, et le recours à la **relation II.14.b**.

Pour évaluer l'éventuelle importance de l'effet Doppler, il est possible de considérer un signal de sollicitation du type bitonal dont les deux constituants présentent une égale amplitude. En outre les fréquences angulaires sont choisies telles que $\omega_2 > \omega_1$, respectivement rapportées aux valeurs f_2=440 Hz et f_1=80 Hz. La première composante est proche du pic de résonance relevé à -3dB pour le haut-parleur pris en exemple, et la seconde est représentative de son régime nominal d'exploitation. Les éléments précédents avec $i(t) = i_0 \cdot (\sin(\omega_1 \cdot t + \varphi_1) + \sin(\omega_2 \cdot t + \varphi_2))$ conduisent à un signal en accélération du type $a(t) = a_0 \cdot (\sin(\omega_1 \cdot t + \psi_1) + \sin(\omega'_2 \cdot t + \psi_2))$ où la fréquence angulaire ω_2 est altérée par l'effet Doppler de telle sorte que :

$$a(t) = a_0 \cdot \left(\sin(\omega_1 \cdot t + \psi_1) + \sin\left(\omega_2 \cdot \left(1 + \frac{v_0}{c} \cdot \sin(\omega_1 \cdot t + \theta_1)\right) \cdot t + \psi_2 \right) \right) \qquad \textbf{(II.15)}$$

Dans ces écritures les phases ne présentent pas d'intérêt, alors que le comportement résultant présente sa composante aiguë typiquement **modulée en fréquence**, avec le rapport $\mathbf{v_0/c}$ jouant le rôle d'indice de modulation. Une étude exhaustive de l'influence de ce type de modulation sur la dégradation spectrale est donnée dans la référence [7].

Avec notre exemple, la valeur initialement prévue pour le $\mathbf{La_3}$**=440Hz** (f_2) fluctue à 80Hz d'environ **1%**, entre deux bornes définies par la **relation II.14.b**. Ainsi, considérant que c ≈ 340 m/s, la fréquence transmise présente une excursion fréquentielle comprise entre 436 Hz <f'$_2$< 444 Hz[11]. Sur un plan musical, l'écart crête à crête représenté joue environ sur un huitième de ton et serait totalement rédhibitoire si la fluctuation était ressentie par l'oreille de manière quasi-statique. De fait, de telles fluctuations marquées par de faibles amplitudes sont intégrées au-delà d'une dizaine de hertz par le cerveau lors de l'écoute [6].

Pour autant, la distorsion Doppler n'est pas totalement négligeable et son niveau demande à être comparé avec l'ensemble des autres sources de distorsions classiquement associées aux effets de non-linéarité.

---

[11] Il est à noter que la transposition musicale de la **figure II.8** s'étale sur un intervalle de 3 demi-tons entre le la_3 reçu à gauche et le do_4 reçu à droite. La source serait alors décalée de 3 quarts de tons des signaux perçus : ainsi, pour un tempérament de demi-ton tel que $f_{i+1} = f_i \cdot \sqrt[12]{2}$ la vitesse résultant de **l'Eq.II.14.a** serait de 28,4 m/s.

3. Origines des altérations spectrales de types non linéaires

Les inconvénients observables vis-à-vis de la mise en œuvre des haut-parleurs sont directement visibles à travers leurs deux relations de comportement, **I.15** et **I.35** (*cf. supra,* Ch.I, § 3.2.2.1 et *infra*, Ch.II, § 3.3.4).

$$B_l \cdot i + \frac{1}{2} \cdot i^{2\cdot} \cdot \frac{dL_e}{dx} = M_m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + f_m \cdot \frac{dx}{dt} + k_m \cdot x \qquad [\text{N}] \qquad (\text{I.15}) \qquad \textbf{(II.16.a)}$$

$$e_{(t)} = R_e \cdot i_{(t)} + L_e \cdot \frac{di}{dt} + B_l \cdot \frac{dx}{dt} \qquad [\text{V}] \qquad (\text{I.35}) \qquad \textbf{(II.16.b)}$$

Les paramètres impliqués dans l'équation de comportement mécanique sont tous, hors la masse de l'équipage mobile, dépendant de la position du diaphragme. Une stratégie de contrôle en courant doit ainsi prendre en compte les évolutions du facteur de force $\mathbf{B_l}$, de la rigidité $\boldsymbol{k_m}$, et de la constance de frottement fluide $\boldsymbol{f_m}$. En outre, il conviendra d'analyser le rôle de la force solénoïde, à ajouter à celle de Lorentz dans le membre de gauche de la **relation I.15** complétée et notée **II.16.a** en ce chapitre.

Considérant maintenant l'équation de comportement électrique, toute fluctuation des paramètres respectifs de résistance morte $\mathbf{R_e}$, de l'inductance $\mathbf{L_e}$ et à nouveau du facteur de force $\mathbf{B_l}$ sera susceptible d'engendrer une distorsion du signal sonore.

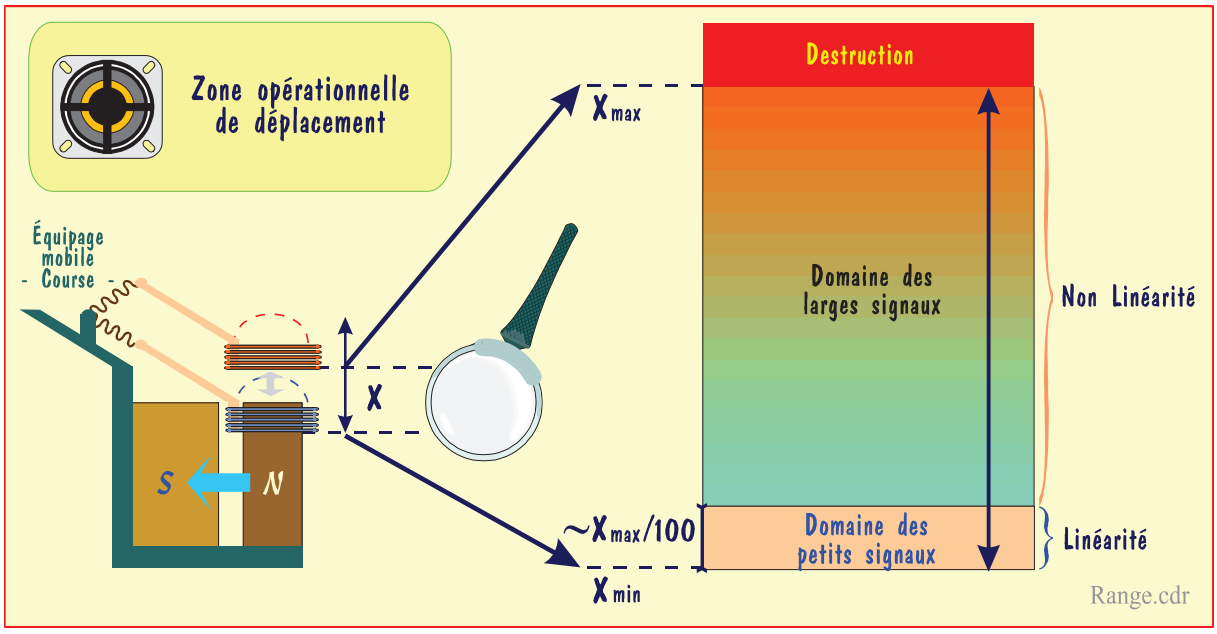


Figure II.9 : Rôle fondamental de l'observable Déplacement dans la génération des distorsions

C'est au regard des problèmes afférents à cette équation de comportement qu'il convient de réfléchir quant au choix du mode de sollicitation du transducteur. De fait, un pilotage en tension sera tributaire des distorsions liées aux variations de chacun des paramètres impliqués dans l'équation électrique.

3.1 Cas particulier de la dérive en température de la résistance R_e

La résistance $\mathbf{R_e}$ peut évoluer en fonction de la température, et en régime de puissance les haut-parleurs peuvent chauffer notablement. La nécessité de matériaux bons conducteurs de l'électricité aboutit le plus souvent au choix du cuivre, de l'aluminium, voire de l'argent, respectivement affectés de coefficients de dérive en température non négligeables. Ce coefficient est défini par la relation :

$$\alpha = \frac{1}{R_e} \cdot \frac{dR_e}{d\theta} \qquad (\alpha \text{ en } °C^{-1}), \text{ avec } \alpha_{Cu} = 4{,}3.10^{-3}\ °C^{-1} \text{ et } \alpha_{Al} = 4{,}5.10^{-3}\ °C^{-1} \qquad \textbf{(II.17)}$$

Le **tableau II.I** résume les propriétés de conductivité électrique, de coefficients de température et de points de fusion observables pour quelques métaux.

C'est usuellement en métrologie thermique que l'on considère ce type de propriétés afférentes aux éléments conducteurs, notamment en vue de concevoir les capteurs de température appelés thermorésistances (*Temperature Dependant Resistors* TDRs) [8,9,10,11].

Conductor	Ag	Al	Au	Cu	Fe	In	Ni
1000.α	4,1	4,5	4,0	4,3	6,5	5,2	6,8
ρ (μΩ.cm)	1,63	2,67	2,20	1,69	10,1	8,8	6,9
T_{Melt} (°C)	961,9	660,4	1064,4	1083	822	156,6	1453

Conductor	Pt	Ti	Zn	Zr	W		Constantan
1000.α	3,92	3,8	4,2	4,4	4,8		0,02
ρ (μΩ.cm)	10,58	54	5,96	44	5,4		52
T_{Melt} (°C)	1772	1660	419,5	1852	3410		# 1220

TDR_cdr

Tableau II.1 : Propriétés thermiques et électriques de quelques conducteurs

Le phénomène de dérive en température de l'enroulement peut conduire à une atténuation significative du son, lors de l'échauffement de l'enroulement par effet Joule, notamment dans des applications de sonorisation (*Power Compression Losses*).

Toutefois, le caractère positif du coefficient affectant les métaux (CTP) présente dans le cas d'un mode de pilotage en tension l'avantage d'assurer une **protection naturelle** pour le transducteur en diminuant la valeur du courant le traversant. En outre, le phénomène offre la possibilité de contrôler à l'aide d'une mesure électrique la température de l'enroulement de l'équipage mobile. Dans le cas d'un pilotage en courant, ce type de dispositif de sécurité est donc particulièrement souhaitable puisque par définition il n'y a pas d'atténuation de la valeur du courant. Quoiqu'il en soit, **le principe de commande en courant du transducteur élimine d'office sa dérive thermique**.

3.2 Interactions entre le conditionneur générateur et les forces électromotrices de la charge

Parmi les paramètres électriques et mécaniques représentatifs du comportement d'un haut-parleur les trois grandeurs [B_l, R_e, L_e,] déterminent fondamentalement la qualité de reproduction de l'association conditionneur et transducteur. Les interactions ne seront pas les mêmes selon le choix réalisé par le concepteur parmi les deux modes de contrôle conformément aux implications de la **figure II.10**.

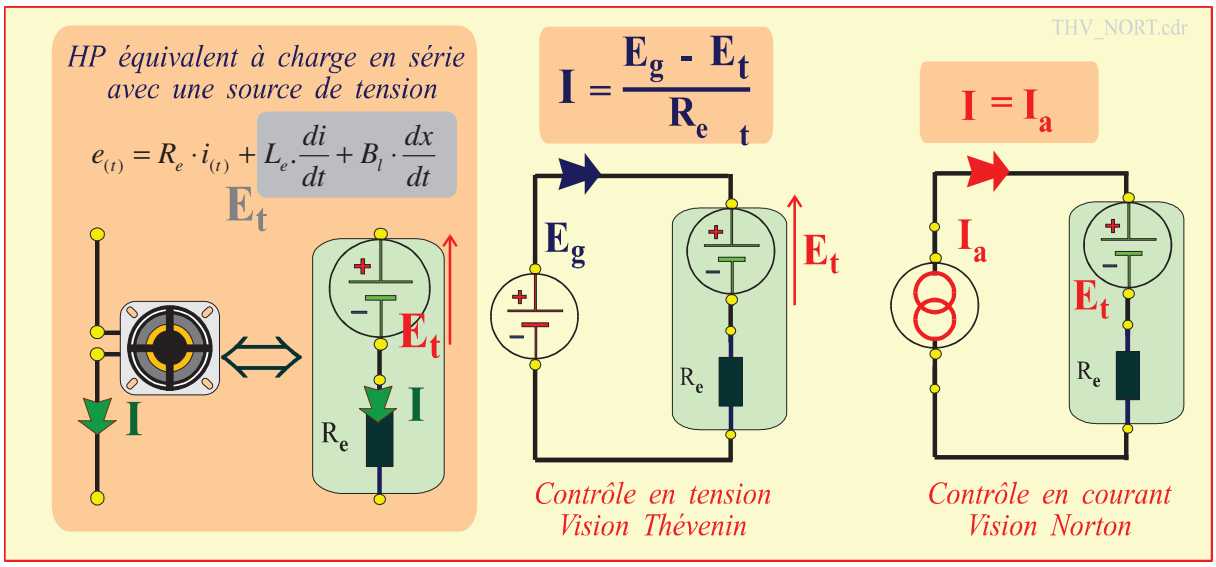


Figure II.10 : Implication relative des paramètres B_l, R_e, L_e sur un comportement d'ensemble

La composition des grandeurs électriques observables sur la **figure II.10** montre clairement que les forces contre électromotrices générées par le haut-parleur sont traduites de manières radicalement différentes selon le mode de pilotage choisi. Ainsi :

[***I-driving***]- L'association Conditionneur-Transducteur relevant de la **commande en courant** reste par nature totalement immune vis-à-vis des tensions générées. Pour un tel choix, il convient toutefois de détecter et de corriger si possible les défauts inhérents à l'altération des paramètres impliqués dans **l'Eq. II.16.a**.

[***V-driving***]- En contrepartie, celle résultant d'un **contrôle en tension** est directement tributaire, par voie d'opposition série, des forces électromotrices engendrées par deux mécanismes : la *fcem* d'auto-induction de Lenz, et la tension induite liée à la variation du flux lors du déplacement. Il en résulte que le courant effectif pilotant le moteur du transducteur —membre de gauche de **l'Eq. II.16.a**— est directement affecté par toute fluctuation susceptible d'altérer $\mathbf{B_l}$ ou $\mathbf{L_e}$, notamment en termes de dépendance de leur valeur vis-à-vis du déplacement.

De surcroît, le **comportement acoustique** du transducteur, qui se comporte partiellement comme un microphone au sein de son baffle, apporte une perturbation supplémentaire dont l'élimination ne saurait relever de l'évidence. En effet, la tension microphonique générée par l'enroulement résulte non seulement des actions du baffle sur la partie arrière du transducteur mais aussi de l'interaction des autres haut-parleurs si l'enceinte comporte d'autres voies. Enfin, la dérive thermique de $\mathbf{R_e}$ a été évoquée au paragraphe précédent.

Les considérations générales portant sur l'influence des divers paramètres demandent donc à être précisées par une analyse conduite sur chacun de ces derniers, par voie d'importance relative.

3.3 Influence du facteur de force sur le comportement du transducteur

Le déplacement de l'équipage mobile au sein du champ magnétique ne permet pas à la totalité de l'enroulement de rester sujet aux mêmes lignes de champ, et au-delà d'une excursion jugée propre aux petits signaux —au sens de la **figure II.9**—, le facteur de force présente une altération par diminution d'autant plus marquée que le déplacement est forcé. Au sens des considérations du **§ II.1.1.3**, l'allure de la déformation relève principalement d'une symétrie de parité. Toutefois, selon la disposition du circuit magnétique plus ou moins bien agencée, la courbe représentative de l'altération de $\mathbf{B_l}$ vis-à-vis du déplacement peut présenter une certaine dissymétrie. En règle générale la bonne conception d'un transducteur est systématiquement marquée par un tracé symétrique de ses paramètres $\mathbf{B_l}$ et $\mathbf{k_m}$ [12], et les considérations suivantes peuvent s'appliquer pour dégager un critère de qualité à cet égard.

3.3.1 Quantification du caractère symétrique d'un paramètre

La plage de déplacement du diaphragme étant par exemple définie de manière symétrique autour de la position de repos, $\mathbf{[-X_{max} < x < +X_{max}]}$, toute fonction de la variable **x** peut être définie comme la somme de ses deux composantes respectivement paire —indice **e** comme *even*—, et impaire —indice **o** comme *odd*—[13]. Ainsi, pour le facteur de force $\mathbf{B_l}$ il est possible d'écrire :

$$B_l(x) = B_{le}(x) + B_{lo}(x) = \left(\frac{B_l(x) + B_l(-x)}{2}\right) + \left(\frac{B_l(x) - B_l(-x)}{2}\right) \qquad \textbf{(II.18)}$$

Par ailleurs, en termes de modélisation l'homme du métier a choisi de représenter les paramètres des transducteurs en termes de développements polynomiaux à l'ordre **n**. Il en résulte ainsi (si $\mathbf{n_{even}}$) :

$$B_l(x) = b_0 + \sum_{i=1}^{n} b_i \cdot x^i = \left[b_0 + \sum_{i=1}^{n/2} b_{2\cdot i} \cdot x^{2\cdot i}\right] + \left[\sum_{i=1}^{n/2} b_{2\cdot i-1} \cdot x^{2\cdot i-1}\right] = B_{le}(x) + B_{lo}(x) \qquad \textbf{(II.19)}$$

La parité ou l'imparité sont directement visibles au travers du poids des coefficients respectivement pairs ou impairs affectés à ce type de *fitting* polynomial généralement limité vers **n = 6**.

La littérature a convenu de tracer **$B_l(-x)$** adjoint à la courbe **$B_l(x)$** représentative du facteur de force. Pour autant, l'information sous cette forme ne reste que qualitative. L'approche classique du traitement des signaux conduit naturellement à la définition quantitative suivante que nous proposons, basée sur le contenu énergétique RMS des composantes constitutives :

Taux respectifs de **parité** et d'**imparité** : **(II.20)**

$$\Pi_{E\%}\left(B_l\left(X_{max}\right)\right)=100\cdot\frac{\sqrt{\frac{1}{2\cdot X_{max}}\int_{-X_{max}}^{+X_{max}}\left(B_{le}(x)\right)^2\cdot dx}}{\sqrt{\frac{1}{2\cdot X_{max}}\int_{-X_{max}}^{+X_{max}}\left(B_l(x)\right)^2\cdot dx}} \qquad \Pi_{O\%}\left(B_l\left(X_{max}\right)\right)=100\cdot\frac{\sqrt{\frac{1}{2\cdot X_{max}}\int_{-X_{max}}^{+X_{max}}\left(B_{lo}(x)\right)^2\cdot dx}}{\sqrt{\frac{1}{2\cdot X_{max}}\int_{-X_{max}}^{+X_{max}}\left(B_l(x)\right)^2\cdot dx}}$$

L'origine énergétique de la définition est rappelée par l'écriture des relations, volontairement non simplifiée, dont le résultat peut être aisément obtenu sur une feuille de calcul standard.

La **figure II.11** présente l'allure typique de la caractérisation d'un facteur de force vis-à-vis du déplacement pour un transducteur classique. Le développement est limité à un ordre **n=5**, et il est à noter que les paramètres choisis *ad libidum* pour l'illustration autour de **B_l = 1,4** N/A, n'ont pas de fondement réel afin de ne pas discréditer un éventuel constructeur.

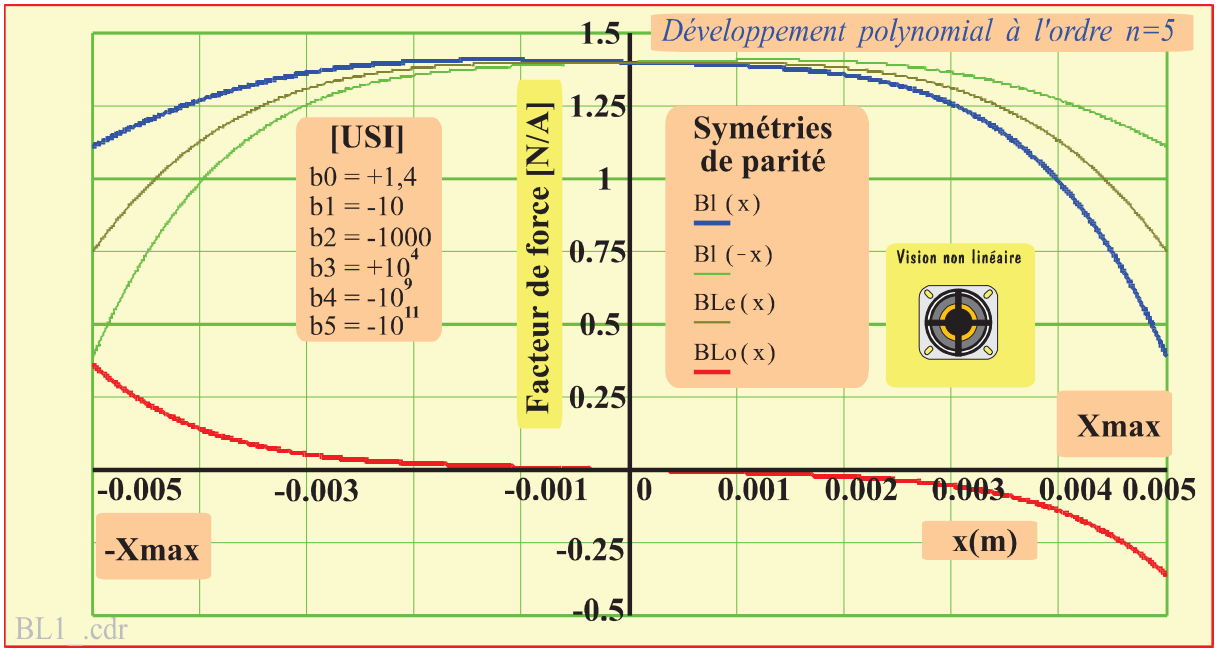


Figure II.11 : Décomposition en parité d'un polynôme typique de *fitting* du facteur de force

Pour cet exemple arbitraire le calcul des taux de parité et d'imparité conduisent à :

$\Pi_{E\%}\left(B_l\left(X_{max}\right)\right)=$ 98% et $\Pi_{O\%}\left(B_l\left(X_{max}\right)\right)=$ **9,4%**

Remarque : De fait, lorsqu'un paramètre descriptif d'un système affecté de non linéarité est recherché de préférence avec une symétrie impaire, c'est le taux affecté à sa parité qui présente une valeur indicative : ce taux devra donc être examiné en fonction du déplacement maximum envisagé pour un courant maximum qu'il importe de déterminer. Il en est de même réciproquement.

Ainsi, dans le cas évoqué sur la **figure II.11**, c'est le taux d'imparité représenté par le tracé en rouge qui est représentatif d'un contenu énergétique relatif au facteur d'imparité **$\Pi_{O\%}$= 9,4%.** Le problème de l'évaluation du courant sera examiné par la suite dans le cadre d'un exemple.

3.3.2 Quantification du niveau des harmoniques de la fonction déplacement

Les observables du transducteur —déplacement, vitesse, accélération— se déterminent par voie de dérivations successives. Par soucis de simplification, la fonction déplacement sera donc l'objet des calculs analytiques de ce paragraphe où nous limiterons notre étude à l'ordre **n=5**, en supposant un mode de pilotage du transducteur relevant exclusivement de la sortie d'un conditionneur courant tension corrigé de manière idéale.

La représentation polynomiale, bien que pratique pour le *fitting*, présente l'inconvénient d'une certaine inélégance quant au calcul analytique nécessaire à la détermination des harmoniques engendrées. Toutefois, il est possible de recourir à une méthode de troncature pour limiter le volume des développements nécessaires à l'obtention des solutions. Pour un paramètre noté **λ(x)** considéré non linéaire vis-à-vis de **x** le déplacement, et en observation temporelle quasi-statique :

$$\lambda(x) = \lambda_0 + \lambda_1 \cdot x + \lambda_2 \cdot x^2 + \lambda_3 \cdot x^3 + \lambda_4 \cdot x^4 + \lambda_5 \cdot x^5 \qquad \text{[USI]} \qquad \textbf{(II.21)}$$

Les unités du système international USI des paramètres auxiliaires sont telles que : [$\lambda_i \equiv$ [USI.m^{-i}]].

3.3.2.1 Développement des puissances de la valeur du déplacement

Considérant maintenant **l'équation I.15** avec une **sollicitation mono fréquentielle exercée en courant**. Une solution sera recherchée en termes de déplacement vu dans le domaine fréquence : La grandeur ***X*** sera alors exprimée sous la forme suivante, constitutive de son spectre présentant les cinq premières raies harmoniques :

$$X_{(j\omega)} = \sum_{i=1}^{n} X_i \cdot e^{i\cdot(j\omega t)} = \sum_{i=1}^{n} X_i \cdot e^{i\cdot\psi} \approx X_1 \cdot e^{\psi} + X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} \qquad \textbf{(II.22)}$$

Nous faisons l'hypothèse —discutée par la suite (*cf. infra* § 3.4)— d'un couplage fréquentiel agencé de telle manière que chaque distorsion non linéaire sera réaffectée à chacune des harmoniques générées par l'ordre considéré de la puissance à laquelle est élevée le déplacement. Il est alors nécessaire de connaître les développements portant sur les puissances de **1** à **5** de $X_{(j\omega)}$. Le calcul analytique en troncature appliquée au delà de l'ordre **5** conduit aux termes résumés dans le **tableau II.2** où chaque polynôme correspondant à une puissance **k** donnée **1<k<5** peut être noté :

$$X^{\mathbf{k}}_{(j\omega)} = X^{\mathbf{k}} = x_1^k \cdot e^{1\cdot\psi} + x_2^k \cdot e^{2\cdot\psi} + x_3^k \cdot e^{3\cdot\psi} + x_4^k \cdot e^{4\cdot\psi} + x_5^k \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon \qquad \textbf{(II.23)}$$

Déplacement X	$\mathbf{X^k=}$	$\mathbf{x_1^k.e^{1.\psi}+}$	$\mathbf{x_2^k.e^{2.\psi}+}$	$\mathbf{x_3^k.e^{3.\psi}+}$	$\mathbf{x_4^k.e^{4.\psi}+}$	$\mathbf{x_5^k.e^{5.\psi}}$
Ordre I	X^1	$x_1^1 = X_1$	$x_2^1 = X_2$	$x_3^1 = X_3$	$x_4^1 = X_4$	$x_5^1 = X_5$
Ordre II	X^2	$x_1^2 = 0$	$x_2^2 = X_1^2$	$x_3^2 = 2X_1X_2$	$x_4^2 = X_2^2 + 2X_1X_3$	$x_5^2 = X_1X_4 + 2X_2X_3$
Ordre III	X^3	$x_1^3 = 0$	$x_2^3 = 0$	$x_3^3 = X_1^3$	$x_4^3 = 3X_1^2X_2$	$x_5^3 = 2X_1^2X_3 + 3X_1X_2^2$
Ordre IV	X^4	$x_1^4 = 0$	$x_2^4 = 0$	$x_3^4 = 0$	$x_4^4 = X_1^4$	$x_5^4 = 4X_1^3X_2$
Ordre V	X^5	$x_1^5 = 0$	$x_2^5 = 0$	$x_3^5 = 0$	$x_4^5 = 0$	$x_5^5 = X_1^5$

Tableau II.2 : Expression des coefficients affectés aux diverses puissances de X

3.3.2.2 Influence des non linéarités dues au facteur de force B_l

La relation de comportement **I.15** fait apparaître les dérivées successives du déplacement en son membre de droite. Par commodité, elle peut être reformulée de la manière suivante, où le membre de gauche est clairement affecté du comportement non linéaire au travers du facteur de force, lors que le membre de droite est considéré comme évoluant de manière parfaitement linéaire :

$$\left[B_l \cdot I_{(j\omega)}\right]_{MG_non-linéaire} = \left[M_m \cdot \ddot{X}_{(j\omega)} + f_m \cdot \dot{X}_{(j\omega)} + k_m \cdot X_{(j\omega)}\right]_{MD_Linéaire} \qquad \textbf{(II.24)}$$

De cette manière, les grandeurs liées au déplacement et associées au membre de droite noté **MD** s'expriment respectivement :

$$X = X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon \qquad (\text{à } \mathbf{x} \text{ par } \mathbf{k_m})$$

$$\dot{X} = j\omega X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + 2\,j\omega X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + 3\,j\omega X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + 4\,j\omega X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + 5\,j\omega X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon' \qquad (\text{à } \mathbf{x} \text{ par } \mathbf{f_m})$$

$$\ddot{X} = -\omega^2 X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} - 4\omega^2 X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} - 9\omega^2 X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} - 16\omega^2 X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} - 25\omega^2 X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon'' \qquad (\text{à } \mathbf{x} \text{ par } \mathbf{M_m})$$

Le regroupement de ces termes conduit à la formulation simple suivante,

$$\mathbf{MD} = M_m \cdot \left[X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} \cdot \mathscr{P}_1 + X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} \cdot \mathscr{P}_2 + X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} \cdot \mathscr{P}_3 + X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} \cdot \mathscr{P}_4 + X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} \cdot \mathscr{P}_5\right] + \varepsilon\,, \quad \textbf{(II.25.a)}$$

où les polynômes caractéristiques sont structurés selon l'ordre du développement considéré, avec :

$$\mathscr{P}_n = \mathrm{n}^2 \cdot \left[p^2 + \frac{f_m}{M_m} \cdot \frac{1}{\mathrm{n}} \cdot p + \frac{k_m}{M_m} \cdot \frac{1}{\mathrm{n}^2} \right] = \mathrm{n}^2 \cdot \left[p^2 + \frac{2}{\tau} \cdot \frac{1}{\mathrm{n}} \cdot p + {\omega_0}^2 \cdot \frac{1}{\mathrm{n}^2} \right]. \qquad [\mathbf{s^{-2}}] \qquad \textbf{(II.26)}$$

La **relation II.25** peut aussi être généralisée, d'une manière systématiquement applicable sans limitation d'ordre, tant que les non linéarités n'affectent que le membre de gauche avec :

$$\mathbf{MD} = M_m \cdot \sum_{i=1}^{n} X_i \cdot e^{i\cdot\psi} \cdot \mathscr{P}_i \qquad \textbf{(II.25.b)}$$

Considérant **MG** le membre de gauche, il importe de pondérer les actions relatives de chaque ordre de distorsion harmonique —au sens du groupe de **relations I.13**—, en reformulant la **relation paramétrique II.21** sous la forme suivante où $\boldsymbol{\lambda'_i = \lambda_i/2^i}$: **(II.27)**

$$\Lambda_{(X)} = \sum_{i=0}^{n} \lambda'_i \cdot X^i = \frac{1}{2^0} \cdot \lambda_0 + \frac{1}{2^1} \cdot \lambda_1 \cdot X + \frac{1}{2^2} \cdot \lambda_2 \cdot X^2 + \frac{1}{2^3} \cdot \lambda_3 \cdot X^3 + \frac{1}{2^4} \cdot \lambda_4 \cdot X^4 + \frac{1}{2^5} \cdot \lambda_5 \cdot X^5 + \varepsilon$$

Pour une sollicitation mono fréquentielle en courant, où $\boldsymbol{i = i_0.e^{j\omega t} = i_0.e^{\psi}}$, la **relation II.24** peut maintenant être exprimée :

$$\left[b_0 + b'_1 \cdot X + b'_2 \cdot X^2 + b'_3 \cdot X^3 + b'_4 \cdot X^4 + b'_5 \cdot X^5 + \varepsilon\right] \cdot i_0 \cdot e^{\psi} = M_m \cdot \sum_{i=1}^{n} X_i \cdot e^{i\cdot\psi} \cdot \mathscr{P}_i \qquad \textbf{(II.28)}$$

Les éléments du **tableau II.2** permettent d'identifier, au-delà de la fondamentale, la construction de chaque composante, avec respectivement par ordre harmonique : **(II.29)**

$\boldsymbol{M_m.X_1.\mathscr{P}_1.e^{j\psi} = b_0.i_0.e^{j\psi}}$ [fondamentale]

$M_m.X_2.\mathscr{P}_2.e^{2j\psi} = 0 + b'_1.i_0.X_1.e^{2j\psi}$

$M_m.X_3.\mathscr{P}_3.e^{3j\psi} = 0 + b'_1.i_0.X_2.e^{3j\psi} + b'_2.i_0.X_1^2.e^{3j\psi}$

$M_m.X_4.\mathscr{P}_4.e^{4j\psi} = 0 + b'_1.i_0\,X_3.e^{4j\psi} + b'_2.i_0.2.X_1.X_2.e^{4j\psi} + b_3.i_0.X_1^3.e^{4j\psi}$

$M_m.X_5.\mathscr{P}_5.e^{5j\psi} = 0 + b'_1.i_0.X_4.e^{5j\psi} + b'_2.i_0.(X_2^2+2.X_1.X_3).e^{5j\psi} + b'_3.i_0.3.X_1^2.X_2.e^{5j\psi} + b'_4.i_0.X_1^4.e^{5j\psi}$

$M_m.X_6.\mathscr{P}_6.e^{6j\psi} = 0 + b'_1.i_0.X_5.e^{6j\psi} + b'_2.i_0.(X_1.X_4+2.X_2.X_3).e^{6j\psi} + b'_3.i_0.(2X_1^2.X_3+3.X_1.X_2^2).e^{6j\psi} + b'_4.i_0.4X_1^3.X_2.e^{6j\psi} + b'_5.i_0.X_1^5.e^{6j\psi}$

La première composante est en toute logique représentative du comportement linéaire, conformément à la **relation I.16**. Il apparaît ensuite que chaque constituant d'un ordre donné peut se définir à partir de la connaissance de celui et de ceux qui le précèdent.

La notation peut aussi être simplifiée en rapportant la valeur de l'intensité pilotant le système à l'unité de masse mise en mouvement, en adoptant la notation suivante pour les coefficients notés $\mathbf{c_k}$ tels que :

$$c_k = \frac{b_k}{2^k} \cdot \frac{i_0}{M_m} \qquad \textbf{(II.30)}$$

Enfin, une autre simplification significative, pour alléger la notation, consiste à adjoindre à chaque polynôme constitutif du système un polynôme dual, défini par une simple inversion :

$$\mathscr{F}_n = \frac{1}{\mathscr{P}_n} = \frac{1}{n^2 \cdot \left[p^2 + \frac{f_m}{M_m} \cdot \frac{1}{n} \cdot p + \frac{k_m}{M_m} \cdot \frac{1}{n^2} \right]} \text{ avec } \forall n, \lim_{\omega \to 0} (\mathscr{F}_n) = \frac{1}{\omega_0^2} \quad [s^2] \qquad \textbf{(II.31)}$$

Le groupe de **relations II.29** peut alors être reformulé afin de mettre en évidence chacune des composantes, avec : **(II.32)**

$\mathbf{X_1 = \mathscr{F}_1.[c_0]}$
$\mathbf{X_2 = \mathscr{F}_2.[c_1.X_1]}$
$\mathbf{X_3 = \mathscr{F}_3.[c_1.X_2 + c_2.X_1^2]}$
$\mathbf{X_4 = \mathscr{F}_4.[c_1.X_3 + c_2.2.X_1.X_2 + c_3.X_1^3]}$
$\mathbf{X_5 = \mathscr{F}_5.[c_1.X_4 + c_2.(X_2^2+2.X_1.X_3) + c_3.3.X_1^2.X_2 + c_4.X_1^4]}$
$\mathbf{X_6 = \mathscr{F}_6.[c_1.X_5 + c_2.(X_1.X_4+2.X_2.X_3) + c_3.(2X_1^2.X_3+3.X_1.X_2^2) + c_4.4X_1^3.X_2 + c_5.X_1^5]}$

Cet agencement montre clairement que chaque composante peut faire l'objet d'une extraction individuelle n'impliquant que les coefficients $\mathbf{c_k}$ et les polynômes constitutifs des ordres antérieurs. De cette manière, à titre d'exemple, les quatre premières constructions peuvent être exprimées ainsi :

$\mathbf{X_1 = [c_0]..\mathscr{F}_1}$ **(II.33)**
$\mathbf{X_2 = [c_0.c_1]..\mathscr{F}_1..\mathscr{F}_2}$
$\mathbf{X_3 = [c_0^2.c_2]..\mathscr{F}_1^2..\mathscr{F}_3 + [c_0.c_1]..\mathscr{F}_1..\mathscr{F}_2..\mathscr{F}_3}$
$\mathbf{X_4 = [c_0^3.c_3]..\mathscr{F}_1^3..\mathscr{F}_4 + 2.[c_0^2.c_1.c_2]..\mathscr{F}_1^2..\mathscr{F}_2..\mathscr{F}_4 + [c_0^2.c_1.c_2]..\mathscr{F}_1^2..\mathscr{F}_3..\mathscr{F}_4 + [c_0.c_1^3]..\mathscr{F}_1..\mathscr{F}_2..\mathscr{F}_3..\mathscr{F}_4}$

Les composantes $\mathbf{X_5}$ et $\mathbf{X_6}$ étant indirectement accessibles par les formulations **II.31,** elles ne sont pas développées de cette manière autonome, en raison de l'inutile complexité structurale y afférent. Leurs propriétés sont toutefois observables et comparables avec celles de l'ensemble du groupe au travers de leurs tracés en fonction de la fréquence.

Remarque : Il importe de souligner que l'identification des composantes est postérieure et consécutive au produit par $[i_0.e^{\Psi}]$ au sein du membre de gauche, avec en conséquence un décalage d'un ordre qu'il convient de considérer en termes de parité : les propriétés liées aux symétries devront donc être attendues et observées en conséquence (*cf. supra* § II.1.2).

3.3.3 Eléments de validation du mode de quantification analytique

Avant de poursuivre ces éléments d'approche analytique des facteurs de non linéarité, les considérations précédentes demandent à être illustrées et comparées à des valeurs obtenues d'une part par d'autres moyens de simulation et d'autre part par l'expérience.

Les procédures expérimentales feront l'objet de la poursuite des travaux, et le développement des modèles numériques avec ***Simulink***® seront détaillées au **chapitre III**. Pour autant, il importe dès maintenant d'observer divers éléments se rapportant au facteur de force et aux autres paramètres dans le cas du haut-parleur de type Morel® EM 428 pris en exemple sur l'ensemble du premier chapitre.

3.3.3.1 Eléments de critique objective à propos de la notice technique Morel® EM 428

Quelques différences, parfois très significatives, apparaissent entre les éléments délivrés par la notice technique et ceux ayant fait l'objet des mesures successives réalisées au laboratoire. De fait, les résultats évoqués sont issus d'une part de mesures électriques simples portant sur la résonance, et d'autre part de caractérisations exhaustives réalisées à l'aide du banc de test de transducteurs Klippel® disponible au LAUM depuis avril 2013.

La première constatation, particulièrement marquée, est la différence entre les valeurs de la fréquence de résonance : celle présentée sur la notice, **F_0=68 Hz**, et celle objet de la mesure, avec **F_0=86,7 Hz**. C'est principalement les valeurs de la rigidité qui est à la source de cette différence notable. Par ailleurs, la valeur du coefficient de frottement fluide est aussi très différente.

Bien qu'en pratique sans grande conséquence pour un transducteur de type *mid-range*, le soin nécessaire à apporter pour la correction de résonance discutée au premier chapitre exige la prise en compte de manière précise des valeurs mesurées pour l'optimisation des filtres à associer au système. De fait, l'élévation de la fréquence de résonance par rapport à la grandeur attendue simplifie le problème en abaissant le coût de mise en œuvre, du fait de la réduction de la valeur des inductances à disposer au sein des filtres.

Afin d'opérer la comparaison entre les éléments de la notice et l'objet des principales mesures, les valeurs des paramètres les plus significatifs du transducteur sont résumées au sein du **tableau II.3**.

Morel ® Midrange	**EM 428-8Ω**	**∅4", ∅2.1" *voicecoil***
Eléments comparatifs	Valeurs notice	Valeurs mesurées
Masse M_m	6,55 g	6,529 g
Coef. Frot. Fluide f_m	0,86 kg/s	1,239 kg/s
Rigidité k_m	1136 N/m	1938 N/m
Fréq. résonance F_0	66,29 Hz	86,7 Hz
Facteur de force B_l	5,4 T.m	5,934 T.m
Résistance DC R_e	5,4 Ω	5,41 Ω
Inductance (para) **L_e**	0,36 mH	0,356 mH
Fact. Résonance méca. Q_m	**3,03**	2,871

Tableau II.3 : Valeurs comparées des paramètres du haut-parleur Morel EM 428

3.3.3.2 Description des paramètres constitutifs de l'évolution du facteur de force

Le facteur de force du haut-parleur Morel® EM 428 peut faire l'objet d'une description complète, au regard des autres paramètres maintenant fixés. Le banc de caractérisation Klippel® fournit les coefficients du polynôme représentatif des non linéarités touchant entre autres ce paramètre, notoirement considéré comme la source la plus importante de distorsions. De fait, le déplacement de l'équipage mobile au sein du champ magnétique est tributaire de la dispersion des lignes de champ qui ne peuvent rester distribuées de manière homogène sur l'ensemble de la course impliquée. Les valeurs mesurées sont exposées sur le **tableau II.4** :

b_0 [N/A]	b_1 [N/(A.mm)]	b_2 [N/(A.mm^2)]	b_3 [N/(A.mm^3)]	b_4 [N/(A.mm^4)]	b_5 [N/(A.mm^5)]
5,9305	**0,069300**	**-0,23512**	**-0,081449**	**0,011269**	**0,0042478**

Tableau II.4 : Paramètres descriptifs du *fitting* au rang 5 de la grandeur facteur de force

Les conditions de la mesure, subséquemment suivie de l'élaboration du *fitting*, jouent un rôle fondamental quant à la validité d'une telle représentation qui ne saurait être extrapolée à des limites de déplacement supérieures à celles imposées lors de la caractérisation.

Dans notre cas, la plage de déplacement reste limitée au domaine suivant : **[-2mm .. +2mm]**. Il importe donc d'ajuster en conséquence la valeur du courant de sollicitation, en choisissant pour l'illustration un dépassement uniquement rédhibitoire autour de la fréquence de résonance.

La **figure II.12** résume les contingences afférentes à cet impératif (course localement supérieure à 2mm), avec une valeur du courant ajustée à 0,25 A.

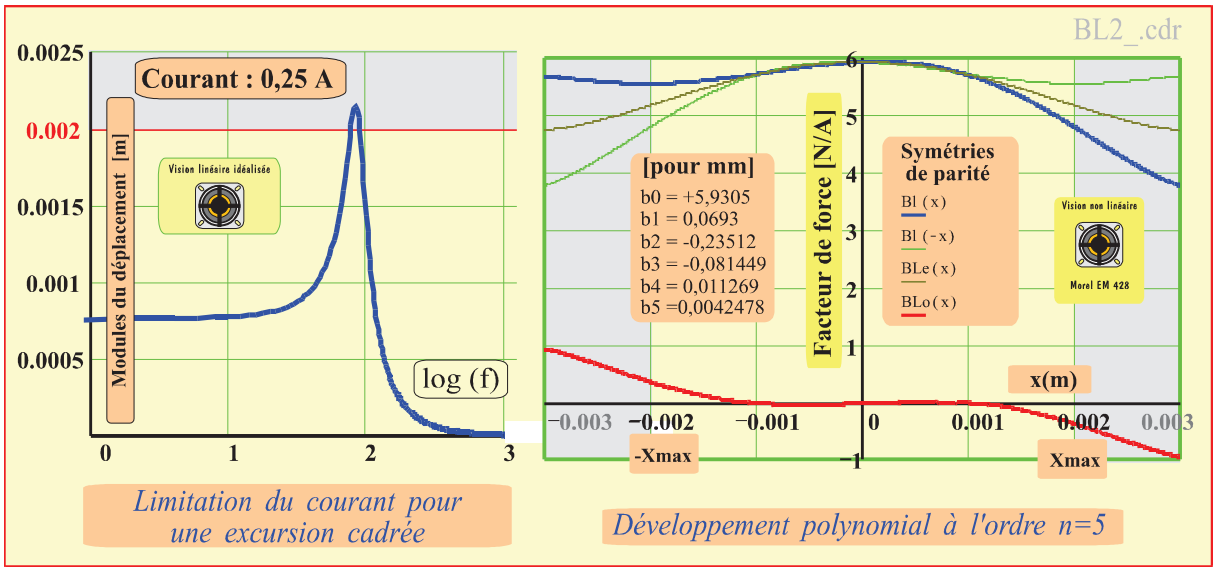


Figure II.12 : Polynôme de *fitting* au rang 5 du facteur de force du transducteur Morel® EM 428

La partie gauche de la **figure II.12** illustre l'évolution fréquentielle de la fondamentale du déplacement pour un signal mono fréquentiel de courant imposé à **0,25 A**. Au voisinage de la résonance, le signal peut engendrer un déplacement supérieur à **2mm**, zone illustrée sous forme grisée sur la partie droite de la figure, où les non linéarités présentent une importance significative. De fait, au sens de la définition proposée par la **relation II.20**, la dégradation d'imparité peut être respectivement calculée pour diverses valeurs des déplacements forcés de 0,5mm à 3mm. Les résultats obtenus sont exposés sur le **tableau II.5** en associant au déplacement la valeur du courant notée $\mathbf{I_{st}}$ qu'il faudrait injecter pour une observation en régime statique —certes, sans préjuger de l'aspect destructif d'une telle procédure si elle était mise en pratique—.

$\Pi_{O\%}$(0,5mm)	$\Pi_{O\%}$(1,0mm)	$\Pi_{O\%}$(1,5mm)	$\Pi_{O\%}$(2,0mm)	$\Pi_{O\%}$(2,5mm)	$\Pi_{O\%}$(3,0mm)	$\Pi_{O\%}$(3,5mm)
I_{st}= 0,163 A	I_{st}= 0,327 A	I_{st}= 0,490 A	I_{st}= 0,653 A	I_{st}= 0,816 A	I_{st}= 0,980 A	I_{st}= 1,143 A
0,28 %	0,295 %	0,784 %	2,39 %	4,838 %	7,711 %	10,20 %

Tableau II.5 : Dégradation du taux d'imparité en fonction du maximum de l'excursion forcée

Ainsi, avec les valeurs des coefficients $\mathbf{b_i}$ issues de la caractérisation du transducteur à l'aide du banc de mesure Klippel®, le calcul montre clairement, notamment au regard de l'allure de la partie impaire du polynôme, qu'il importe de ne pas dépasser les valeurs prévues pour l'excursion du déplacement du diaphragme. En termes de distorsions, le paragraphe suivant a pour objet de montrer un comportement aux limites des *maxima* de courant et de déplacement admissibles.

3.3.3.3 Quantification des harmoniques X_n dues à l'imperfection du facteur de force

Reprenant l'exemple du haut-parleur **Morel® EM 428** le groupe de **relations II.32** est appliqué pour le calcul des six premières harmoniques de distorsion, pour deux valeurs du courant injecté en termes de signal mono fréquentiel.

Pour une sollicitation de **0,25A**, ce n'est que très près de la résonance que le débattement peut excéder 2mm. Un accroissement relativement faible portant la valeur du signal à **0,3A**, conduit à une augmentation très significative, et bien sûr de manière non linéaire, des composantes de distorsion. La **figure II.13** illustre cette situation, et donne une approche permettant de visualiser ce qui habituellement ne peut être observé qu'au cas par cas lorsque l'on a recours au calcul numérique.

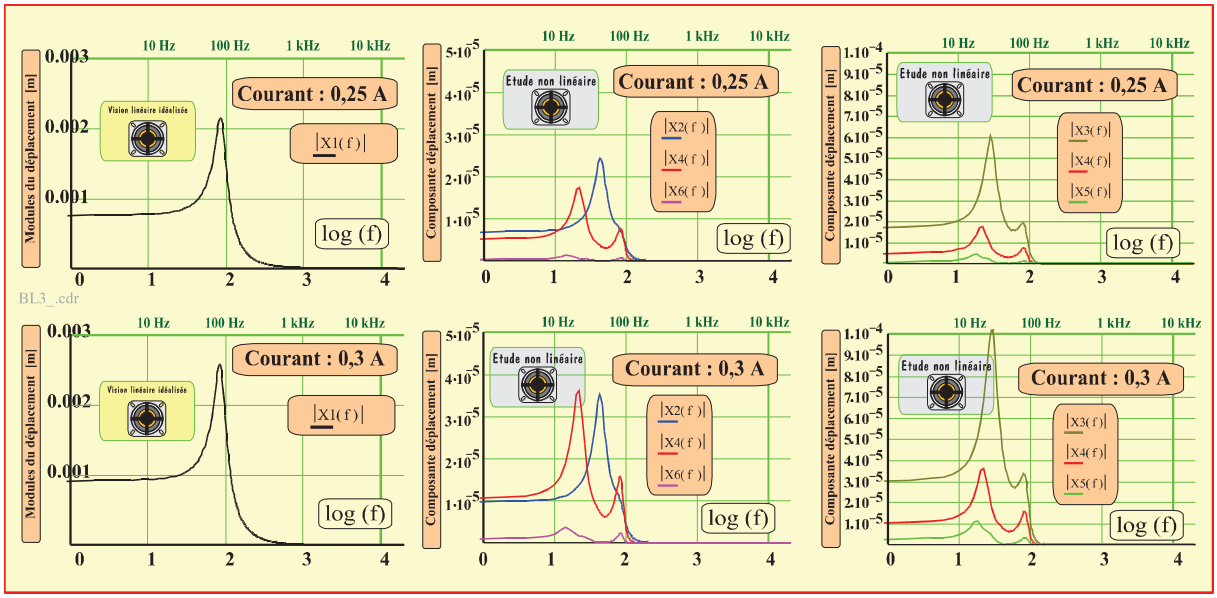


Figure II.13 : Evolution fréquentielle de composantes non linéaires dues au facteur de force

Toutefois, malgré son apparente généralité l'interprétation du groupe de **relations II.32** ne saurait relever de l'évidence, et exige une comparaison critique avec des résultats fiables obtenus de manière numérique.

A cet effet, il est préférable de travailler en termes de composantes harmoniques de l'accélération, notées $\mathbf{A_n}$, compte tenu de l'adéquation entre cette dernière grandeur et le signal sonore tangible.

3.3.3.4 Quantification des harmoniques A_n dues à l'imperfection du facteur de force

Pour une composante du déplacement d'ordre **n**, donc audible à n fois la fréquence fondamentale, l'accélération résultante d'un déplacement noté $\mathbf{X_n}$ s'exprime :

$$A_n = -\omega^2 \cdot n^2 \cdot X_n \qquad \textbf{(II.34)}$$

Les groupes de relations **II.32** et **II.33** sont donc affectés en conséquence. Ainsi, pour les quatre premières composantes exprimées par le groupe **II.33** il vient :

$$\mathbf{A_1 = -\omega^2.\{[c_0]..\mathcal{F}_1]\}} \qquad \textbf{(II.35)}$$
$$\mathbf{A_2 = -2^2.\omega^2.\{[c_0.c_1]..\mathcal{F}_1..\mathcal{F}_2\}}$$
$$\mathbf{A_3 = -2^3.\omega^2.\{[c_0^2.c_2]..\mathcal{F}_1^2..\mathcal{F}_3 + [c_0.c_1]..\mathcal{F}_1..\mathcal{F}_2..\mathcal{F}_3\}}$$
$$\mathbf{A_4 = -2^4.\omega^2.\{[c_0^3.c_3]..\mathcal{F}_1^3..\mathcal{F}_4 + 2.[c_0^2.c_1.c_2]..\mathcal{F}_1^2..\mathcal{F}_2..\mathcal{F}_4 + [c_0^2.c_1.c_2]..\mathcal{F}_1^2..\mathcal{F}_3..\mathcal{F}_4 + [c_0.c_1^3]..\mathcal{F}_1..\mathcal{F}_2..\mathcal{F}_3..\mathcal{F}_4\}}$$

A ce stade de notre approche, pour valider un tel formalisme analytique, il convient non seulement de pouvoir rendre compte des comportements affectés de distorsions très significatives, mais aussi des comportements moins dégradés, consécutifs à une commande en courant en régime modéré. Cette dernière disposition peut en outre être interprétée en termes de **seuil de détection**, là où le calcul numérique est amené à diverger (*cf. infra*, zone grise de la **figure II.14**).

A cet effet, une valeur du courant est fixée à $\mathbf{i_0 = 100mA}$ pour constituer le signal de sollicitation. Ainsi, les valeurs résultantes de l'accélération sont déterminées, d'une part à l'aide du formalisme analytique, et d'autre part de manière concomitante avec le modèle numérique développé avec ***Simulink®*** —détaillé au chapitre suivant—. Maintenant, considérant un ensemble de valeurs spécifiques de la fréquence fondamentale judicieusement distribuées sur le spectre utile, la hauteur de chaque raie peut être comparée avec le résultat des simulations opérées respectivement avec le logiciel ***Mathématica®*** et le progiciel ***Simulink®***.

La **figure II.14** présente ces résultats, où pour faciliter la comparaison nous avons rapporté les niveaux de chaque harmonique à celui de la fondamentale, cette manière permettant naturellement de présenter une expression formulée en dB. Les similitudes entre les deux comportements numériques nous ont permis de ne représenter que les valeurs obtenues par ***Simulink***® pour illustrer l'objet de la comparaison analytique numérique.

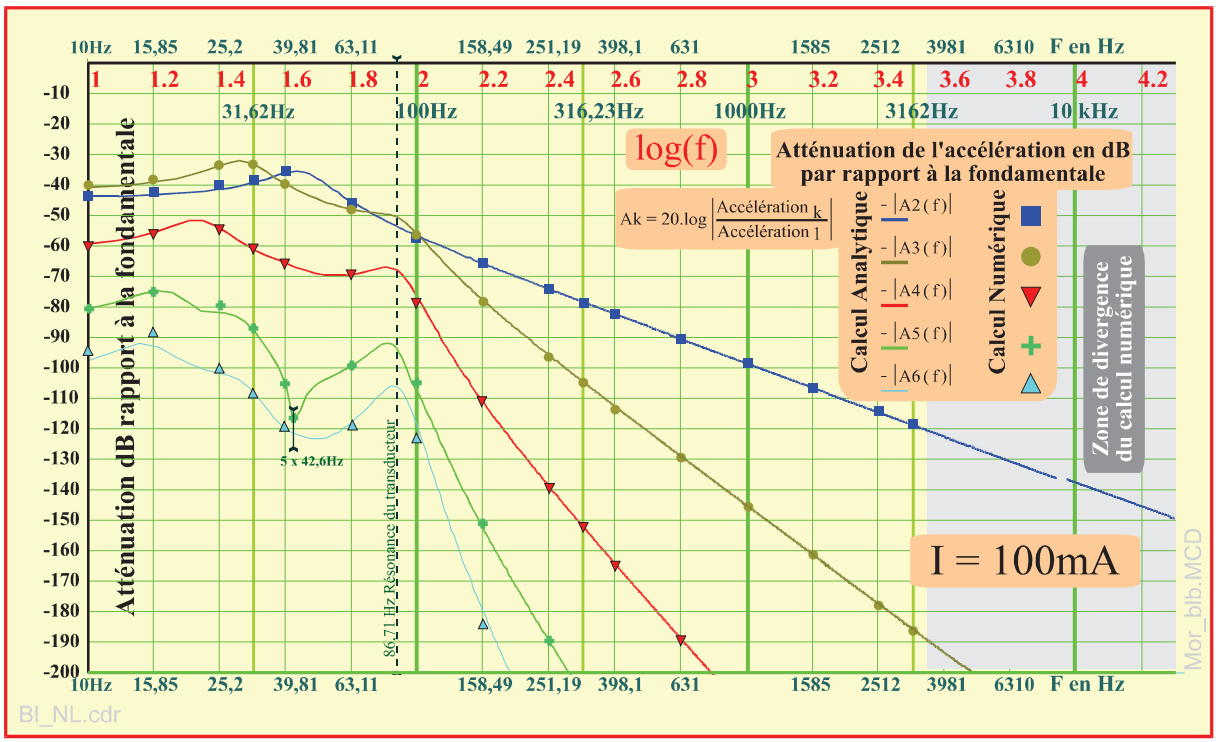


Figure II.14 : Etude de l'influence du facteur de force : Evolution fréquentielle comparée des harmoniques de l'accélération pour un courant de 100mA

Il est à souligner que les valeurs relatives à la fréquence fondamentale sont quasi identiques pour les deux approches, et n'ont donc pas à faire l'objet de commentaires spécifiques, autres que les ordres de grandeurs des valeurs de l'accélération résumées sur le tableau suivant (**Tableau II.6**) :

A_1 (m/s²) F = 10 Hz	A_1 (m/s²) F = 31,62 Hz	A_1 (m/s²) F = 100 Hz	A_1 (m/s²) F = 316,23 Hz	A_1 (m/s²) F = 1000 Hz	A_1 (m/s²) F = 3162 Hz
1,22	13,74	230,97	97.69	91,48	90,91

Tableau II.6 : Valeurs pour 100 mA des niveaux des fondamentales de l'accélération

L'interprétation des éléments de la **figure II.14** ne relève en aucun cas de l'évidence, notamment au regard de la fréquence de résonance du transducteur (86,71 Hz), dont on aurait pu attendre des valeurs multiples pour expliquer le sens des divers *extrema* observés pour chaque harmonique. Le point singulier de **rebroussement de l'harmonique 5** à [5 x 42,6 = 213 Hz] —***Moot Extremum point***— est observé autant pour l'approche numérique que pour le formalisme analytique ; A cet égard, l'évolution de la phase, que nous n'avons pas représentée ici, n'est pas affectée de discontinuité et ne présente qu'un *extremum* très atténué.

En termes de divergence entre les deux approches, les différences observées pour la sixième harmonique peuvent être justifiées au regard des très faibles niveaux impliqués. Il n'en est pas de même quant aux valeurs observables aux très faibles fréquences, les écarts restant particulièrement négligeables, notamment pour les harmoniques de 2 à 5. De fait, au-delà d'environ 3kHz, les valeurs obtenues par le calcul numérique ne sont plus fiables, avec un niveau de bruit rédhibitoire.

Pour autant, même si quelques divergences —n'excédant guère 10%— apparaissent entre les valeurs analytiques et numériques, le comportement d'ensemble sur le spectre semble suffisamment corroboré pour justifier le bien fondé de notre approche analytique.

En conclusion de ce paragraphe, dans le cas d'une commande en courant du transducteur, le caractère spatial non invariant du champ magnétique autour de l'équipage mobile peut faire l'objet d'une description analytique, dès lors qu'une mesure quasi statique permet d'en donner un polynôme caractéristique.

3.3.4 Influence des non linéarités dues à la force solénoïde

Considérant la poursuite de notre étude relative au membre de gauche de la **relation II.16.a**, le second terme se rapporte à la force solénoïde due à la non invariance du paramètre d'inductance vis-à-vis du déplacement[12]. L'influence de cette composante peut être étudiée en tant que telle, dès lors qu'elle peut être considérée comme très faible et superposée à l'action régulière de la force de Lorentz consécutive au facteur de force, —cette dernière pouvant être assimilée en termes de point de fonctionnement—. En un tel cas cette interaction parasite se traduit par :

Pilotage solénoïde : $$\frac{1}{2}\cdot i^{2\cdot}\cdot\frac{dL_e}{dx}=M_m\cdot\frac{d^2x}{dt^2}+f_m\cdot\frac{dx}{dt}+k_m\cdot x \qquad \text{[N]} \qquad \textbf{(II.36)}$$

Pour une valeur de l'intensité notée **i(t),** telle que **$i(t)= i_0.\cos(\omega t)$**, il convient immédiatement de séparer les deux composantes associées au **caractère quadratique** de la sollicitation, au regard de la relation trigonométrique dite *de l'arc double*, avec **$\cos^2(\omega t) = ½.[1+\cos(2\omega t)]$**. Ainsi, la partie statique moyenne du signal maintient en retrait le déplacement du diaphragme sur une élongation notée X_{st} toujours négative, telle que, au premier ordre :

$$X_{st}=\frac{1}{4}\cdot\frac{i_0^{2\cdot}}{k_m}\cdot\frac{dL_e}{dx}\approx\frac{1}{4}\cdot\frac{i_0^{2\cdot}}{k_m}\cdot l_1 \qquad \text{[m]} \qquad \textbf{(II.37.a)}$$

Au regard des valeurs résumées sur **le tableau II.7,** et pour le dispositif pris en exemple sollicité par un courant de 0,25A, la partie statique de l'élongation serait de **$X_{st} = - 1{,}29.10^{-7}$ m**. Autour de cette position moyenne de retrait, le diaphragme se déplace avec une fréquence double de celle du signal de sollicitation.

En outre, il importe maintenant d'évaluer en régime quasi statique — et ceci en termes de majoration —, l'ordre de grandeur de cette sollicitation fluctuante parasite, afin d'établir l'ordre de non linéarité qu'il convient de considérer pour quantifier le phénomène à bon escient. Suite aux mesures effectuées sur le banc de caractérisation Klippel®, le **tableau II.7** résume donc les paramètres constitutifs du polynôme associé à l'évolution de l'inductance vis-à-vis du déplacement.

l_0 mH	l_1 [mH/mm]	l_2 [mH/mm^2]	l_3 [mH/mm^3]	l_4 [mH/mm^4]	l_5 [mH/mm^5]
0,35099	-0,016090	-0,0079749	0,00058492	0,00018508	$7{,}1582.10^{-6}$

Tableau II.7 : Paramètres du polynôme descriptif de l'inductance effective (para inductance)

Considérons une valeur du courant majorée à l'unité : En **régime quasi statique,** pour un ampère, la force utile de Lorentz aurait alors pour valeur le produit **$F_L = B_l.i \approx + 5{,}93$ N** déplaçant le diaphragme vers l'avant pour un courant compté positif.

[12] Les contacts d'un haut-parleur électrodynamique sont affectés de signes de polarité, de telle sorte qu'un courant entrant par la borne notée positive entraîne un déplacement du diaphragme vers l'avant, dans la direction de x compté positif. En cette circonstance, la force solénoïde rappelant le diaphragme vers l'arrière devrait se retrancher de la force utile de Lorentz, mais le signe afférent au coefficient l_1 étant systématiquement négatif —diminution du matériau magnétique recouvert lorsque x augmente—, les auteurs présentent de manière légitime les deux forces comme additionnées.

En contrepartie, la force solénoïde notée $\mathbf{F_S}$ associée au membre de gauche de la relation **II.36** présenterait au premier ordre, avec [dL_e/dx = -0,016 H/m], une valeur absolue bornée à :

$$\mathbf{F_S} = \left|\frac{1}{2}\cdot i^{2\cdot}\cdot\frac{dL_e}{dx}\right| \approx \frac{1}{2}\cdot 1^2\cdot|\mathrm{l}_1| = 0{,}008\ \mathrm{N}$$

Cette **très faible valeur crête à crête** de la fluctuation ne représente qu'environ **0,35%** de la force utile de Lorentz, et constitue donc *a fortiori* une forme de pilotage à **caractère linéaire** dont la partie fluctuante se manifeste avec une fréquence double de celle du courant de commande. En notant la valeur de la fréquence angulaire harmonique double $\boldsymbol{\varpi = 2.\omega}$, les considérations précédentes conduisent à une composante de distorsion du déplacement exprimée par :

$$X_\varpi = \frac{1}{4}\cdot \mathrm{l}_1\cdot\frac{1}{M_m}\cdot\frac{1}{\mathscr{S}_{1(\varpi)}} \quad \text{avec } \mathscr{S}_{1(\varpi)} = \left[-\varpi^2 + \frac{f_m}{M_m}\cdot j\cdot\varpi + \frac{k_m}{M_m}\right] \qquad \textbf{(II.37.b)}$$

De la même manière que précédemment, c'est en termes d'accélération qu'il convient d'examiner les évolutions comparées des signaux obtenus par le calcul analytique et le calcul numérique. La composante fluctuante d'accélération a donc pour expression :

$$\left[A_\varpi\right]_{\varpi=2\cdot\omega} = \frac{1}{4}\cdot \mathrm{l}_1\cdot\frac{1}{M_m}\cdot\frac{-\varpi^2}{\mathscr{S}_{1(\varpi)}} \quad \text{avec } \mathscr{S}_{1(\varpi)} = \left[-\varpi^2 + \frac{f_m}{M_m}\cdot j\cdot\varpi + \frac{k_m}{M_m}\right] \qquad \textbf{(II.38)}$$

Les résultats relatifs à ces deux dernières relations peuvent être confrontés à ceux obtenus à l'aide du calcul numérique effectué avec ***Simulink***® pour deux valeurs du courant de sollicitation : L'une reste modérée, avec **100mA**, quand l'autre est choisie d'amplitude significative avec une valeur de **250 mA**. La comparaison des deux approches est illustrée sur la **figure II.15**, où il apparaît immédiatement que la contribution de distorsion de l'interaction solénoïde reste **particulièrement faible**. Toutefois, à titre de propriété singulière, cette distorsion solénoïde **ne s'atténue pas** en haute fréquence, à la différence des distorsions dues au facteur de force ou encore à la rigidité, comme nous le verrons au paragraphe suivant.

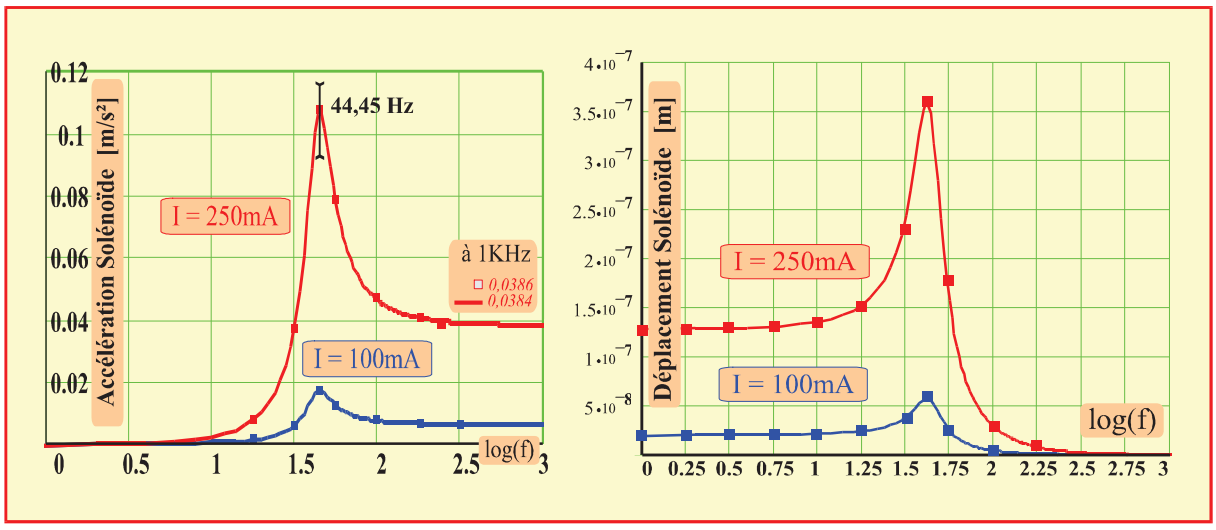


Figure II.15 : Influence de la force solénoïde en termes de distorsion

Une observation attentive montre clairement que les *extrema* de ces tracés se présentent pour une valeur de la fréquence de sollicitation établie à **44,45 Hz**. Ainsi, en tant que composante à valeur de fréquence doublée, la valeur manifestée à **88,90 Hz** se montre très proche mais pas exactement identique à la fréquence de résonance du transducteur établie à **86,7 Hz**.

Enfin, nous avons aussi vérifié à l'aide du calcul numérique le caractère additif de la contribution de la force solénoïde autour de la force de Lorentz, lorsque cette dernière est quasi annulée, en comparant les niveaux de la composante d'ordre deux : Ces derniers se sont révélés invariants lorsque B_l était assimilé à b_0, ce qui apparaît comme logique au regard du faible niveau de la distorsion solénoïde.

3.3.5 Etude des non linéarités dues aux paramètres du membre de droite de la relation II.16.a

Les considérations précédentes se sont attachées à l'étude des distorsions impliquées dans le membre de gauche de la **relation II.16.a**, en termes de **défauts liés aux forces motrices** impliquées dans le transducteur commandé en courant. Il convient maintenant d'essayer de quantifier les distorsions consécutives aux imperfections liées aux termes du membre de droite de la **relation II.16.a** ;

$$B_l \cdot i + \frac{1}{2} \cdot i^{2} \cdot \frac{dL_e}{dx} = M_m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + f_m \cdot \frac{dx}{dt} + k_m \cdot x \qquad \text{[N]} \qquad \text{(II.16.a)}$$

En fonctionnement régulier du dispositif, la masse reste *absolument* invariante —cadre de la mécanique non relativiste—, sauf à imaginer un dispositif spécifique appliqué à une métrologie de débit, où la mesure de l'impédance du transducteur serait représentative d'une quantité de fluide momentanément stockée. Nous ne développerons pas plus avant une telle application, préférant porter notre étude sur les deux autres facteurs particulièrement susceptibles d'altérer la reproduction sonore [14], respectivement la rigidité $\mathbf{k_m}$ et le coefficient de frottement fluide $\mathbf{f_m}$.

3.3.5.1 Influence des non linéarités dues à la rigidité k_m (respectivement la compliance C_m)

L'évolution de la rigidité $\mathbf{k_m}$ en fonction du déplacement constitue une source de distorsion non négligeable, et peut être représentée par un *fitting* de nature polynomiale en limitant le développement à l'ordre **4** ou **5**. L'état de la technique fait souvent apparaître le paramètre de **compliance,** cette grandeur étant définie comme l'inverse de la rigidité, avec :

$$C_m = \frac{1}{k_m} \qquad \text{[m/N]} \qquad \textbf{(II.38)}$$

En fonction des données disponibles les deux grandeurs peuvent être employées. A cet égard, nous avons développé nos modèles numériques en utilisant la compliance, alors que notre formalisme analytique est basé sur la rigidité.

3.3.5.1.1 Respect de l'excursion maximale du diaphragme, et conséquences sur la représentation en termes de rigidité ou de compliance

Sur un plan métrologique, ce choix paramétrique peut avoir une incidence quant à la représentation polynomiale. Reprenant notre exemple de transducteur, la mesure au banc de caractérisation **Klippel®** conduit aux valeurs respectives des évolutions de la rigidité et de la compliance résumées dans les **tableaux II.8 et II.9**.

k_0 [N/mm]	k_1 [N/mm^2]	k_2 [N/mm^3]	k_3 [N/mm^4]	k_4 [N/mm^5]	k_5 [N/mm^6]
1,579	0,33332	0.058674	0.036590	0.025980	0

Tableau II.8 : Paramètres du polynôme associé aux évolution de la rigidité k_m

C_0 [mm/N]	C_1 [1/N]	C_2 [1/N.mm]	C_3 [1/N.mm^2]	C_4 [1/N.mm^3]	C_5 [1/N.mm^4]
0,63339	-0,13486	0,0055743	-0,0088643	-0,0065303	0,0032732

Tableau II.9 : Paramètres du polynôme associé aux évolution de la compliance C_m

Au regard de l'exploitation de ces données, il importe de ne pas dépasser les limites du **déplacement maximal** associé à la mesure —ici une course limitée à **± 2 mm**—, si l'on désire utiliser indifféremment les deux types de paramètres pour toute approche analytique ou numérique.

Le choix de la rigidité dans l'approche numérique a été dicté par les raisonnements présentés jusqu'ici de même que par la valeur nulle du coefficient polynomial $\mathbf{k_5}$. La **figure II.16**, où l'on dépasse volontairement la marge admissible, permet de visualiser la nécessité du respect de la course limite au regard de la divergence entre les valeurs obtenues pour la rigidité et pour la compliance.

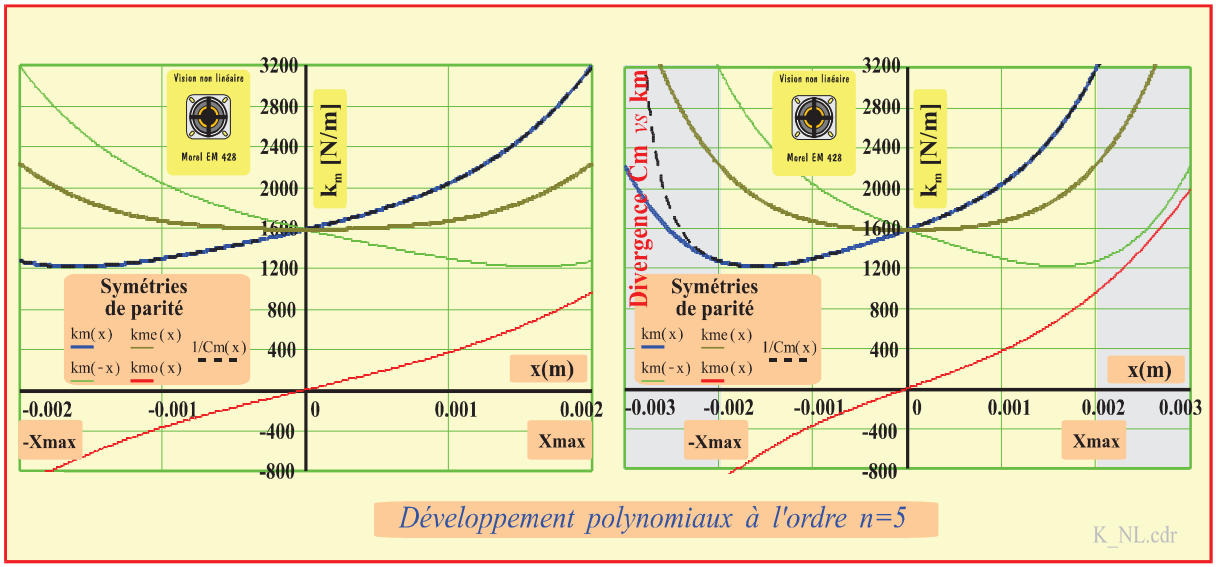


Figure II.16 : Représentation polynomiale de la rigidité k_m et de la compliance C_m

Sur la partie droite de la **figure II.16**, le dépassement des limites d'excursion du diaphragme entraîne ainsi deux constatations.

- En premier lieu, le taux d'imparité, défini au sens de la **relation II.20**, est considérablement dégradé lorsque la limite est portée de 2mm à 3mm, sa valeur passant alors de $\mathbf{\Pi_{O\%}= 26{,}8\%}$ à $\mathbf{\Pi_{O\%}= 37{,}68\%}$.
- La représentation du paramètre $\mathbf{k_m}$ défini comme l'inverse de la compliance $\mathbf{C_m}$, laquelle est obtenue par ses propres paramètres polynomiaux, diverge de manière notable dans la zone négative non admissible de la course de l'équipage mobile.

3.3.5.1.2 Détermination analytique des composantes de distorsion dues à l'expression de k_m

Comme dans l'étude portant sur le facteur de force, les grandeurs liées au déplacement et associées au membre de droite de la relation II.16.a noté **MD** s'expriment respectivement :

$$X = X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon \qquad \text{(à x par } \mathbf{k_{m(X)}}\text{)}$$

$$\dot{X} = j\omega X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + 2\,j\omega X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + 3\,j\omega X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + 4\,j\omega X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + 5\,j\omega X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon' \qquad \text{(à x par } \mathbf{f_m}\text{)}$$

$$\ddot{X} = -\omega^2 X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} - 4\omega^2 X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} - 9\omega^2 X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} - 16\omega^2 X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} - 25\omega^2 X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon'' \qquad \text{(à x par } \mathbf{M_m}\text{)}$$

Au sens des observations ayant conduit à la **relation II.27** —Propriété des amplitudes complexes— la relation paramétrique portant sur la rigidité prend la forme : **(II.39)**

$$K_{(X)} = \sum_{i=0}^{n} k'_i \cdot X^i = \frac{1}{2^0}\cdot k_0 + \frac{1}{2^1}\cdot k_1 \cdot X + \frac{1}{2^2}\cdot k_2 \cdot X^2 + \frac{1}{2^3}\cdot k_3 \cdot X^3 + \frac{1}{2^4}\cdot k_4 \cdot X^4 + \frac{1}{2^5}\cdot k_5 \cdot X^5 + \varepsilon$$

Comme précédemment le recours aux constituants du **tableau II.2** permet de développer les puissances respectives du déplacement ***X*** jusqu'au cinquième rang.

En conservant les mêmes notations et en considérant $\boldsymbol{i = i_0.e^{j\omega t} = i_0.e^{\psi}}$, la relation de comportement peut alors être développée sous la forme suivante : **(II.40)**

$$\begin{aligned}
B_1 \cdot \mathrm{i}_0 \cdot e^{1\cdot\psi} = &-M_m \cdot \omega^2 \cdot \left[X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + 4X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + 9X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + 16X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + 25X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
&+ j \cdot \omega \cdot f_m \cdot \left[X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + 2X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + 3X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + 4X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + 5X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
&+ k'_0 \cdot \left[X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
&+ k'_1 \cdot \left[X_1^2 \cdot e^{2\cdot\psi} + 2X_1X_2 \cdot e^{3\cdot\psi} + \left(X_2^2 + 2X_1 \cdot X_3\right) \cdot e^{4\cdot\psi} + \left(X_1 \cdot X_4 + 2X_2 \cdot X_3\right) \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
&+ k'_2 \cdot \left[X_1^3 \cdot e^{3\cdot\psi} + 3X_1^2X_2 \cdot e^{4\cdot\psi} + \left(2X_1^2 \cdot X_3 + 3X_1 \cdot X_2^2\right) \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
&+ k'_3 \cdot \left[X_1^4 \cdot e^{4\cdot\psi} + 4X_1^3X_2 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
&+ k'_4 \cdot \left[X_1^5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right]
\end{aligned}$$

La lecture verticale des éléments du **tableau II.2** facilite l'identification des composantes harmoniques jusqu'au rang cinq, et conduit respectivement aux expressions : **(II.41)**

$\boldsymbol{M_m.X_1.\mathscr{T}_1 = B_l.i_0}$ [Composante fondamentale]

$M_m.X_2.\mathscr{T}_2 = -[k'_1.X_1^2]$

$M_m.X_3.\mathscr{T}_3 = -[2.k'_1.X_1.X_2 + k'_2.X_1^3]$

$M_m.X_4.\mathscr{T}_4 = -[k'_1.(X_2^2+2.X_1.X_3) + k'_2.(3.X_1^2.X_2) + k'_3.X_1^4]$

$M_m.X_5.\mathscr{T}_5 = -[k'_1.(X_1.X_4+2X_2.X_3) + k'_2.(2.X_1^2.X_3+3.X_1.X_2^2) + k'_3.(4.X_1^3.X_2) + k'_4.X_1^5]$

Chacune des composantes peut maintenant être déterminée, et surtout notablement simplifiée, en reprenant la notation polynomiale **II.31** ainsi que les coefficients notés $\mathbf{g_i}$ définis de la façon suivante :

$$g_i = \frac{k_i}{2^i} \cdot \frac{-1}{M_m} \qquad [\mathrm{N/(m^{i+1}.kg)}] \qquad \textbf{(II.42)}$$

Le groupe de **relations II.41** peut encore être reformulé, en définissant la grandeur $\boldsymbol{\varphi}$ en termes de force massique d'entraînement de l'équipage mobile :

$\boldsymbol{\varphi = B_l.i_0/M_m}$ [N/kg] **(II.43)**

En définitive, l'ensemble prend la forme suivante : ***Groupe de relations*** **(II.44)**

$\mathbf{X_1 = .\mathscr{T}_1.[\ \varphi\ ]}$

$\mathbf{X_2 = .\mathscr{T}_2.[\ g_1.\ X_1^2\ ]}$

$\mathbf{X_3 = .\mathscr{T}_3.[\ g_1.2.X_1.X_2 + g_2.X_1^3\ ]}$

$\mathbf{X_4 = .\mathscr{T}_4.[\ g_1.(X_2^2+2.X_1.X_3) + g_2.3.X_1^2.X_2 + g_3.X_1^4\ ]}$

$\mathbf{X_5 = .\mathscr{T}_5.[\ g_1.(X_1.X_4+2.X_2.X_3) + g_2.(2X_1^2.X_3+3.X_1.X_2^2) + g_3.4X_1^3.X_2 + c_5.X_1^5\ ]}$

Comme dans le cas relatif à l'étude portant sur le facteur de force, cet agencement montre que chaque composante peut faire l'objet d'une extraction individuelle n'impliquant que les coefficients $\mathbf{g_k}$ et les polynômes constitutifs des ordres antérieurs. De cette manière, les quatre premières constructions peuvent être exprimées ainsi : ***Groupe de relations*** **(II.45)**

$\mathbf{X_1 = \varphi..\mathscr{T}_1}$

$\mathbf{X_2 = \varphi^2.\ g_1..\mathscr{T}_1^2..\mathscr{T}_2}$

$\mathbf{X_3 = \varphi^3.\ [2.g_1^2..\mathscr{T}_2 + g_2]}$

$\mathbf{X_4 = \varphi^4.\ [g_1.(.\mathscr{T}_2^2.g_1^2 + 2..\mathscr{T}_3.(\ 2.g_1^2..\mathscr{T}_2 + g_2)) + 3.g_1.g_2..\mathscr{T}_2 + g_3]}$

La cinquième composante n'a pas été détaillée en raison de l'encombrement inutile de son développement, mais elle fait par la suite l'objet d'une détermination et d'une représentation basées sur l'exploitation du groupe de **relations II.44**.

De la même manière que dans l'étude portant sur le facteur de force, les accélérations représentative du signal audible sont déterminés conformément à la **relation II.34**, et une comparaison des évolutions fréquentielles de chacune des raies de distorsion est conduite à l'aide du modèle numérique issu du progiciel ***Simulink***®. La **figure II.17** illustre les régimes observés pour un courant de commande fixé à la valeur de 100mA.

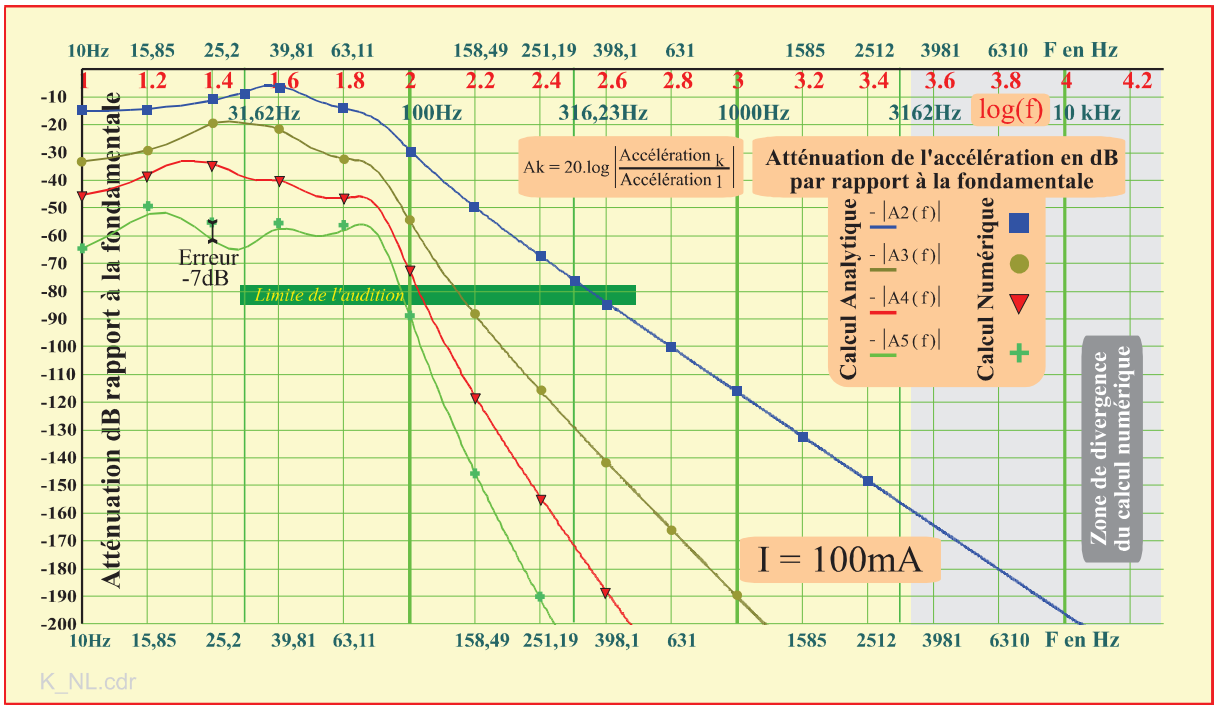


Figure II.17 : Etude de l'influence de la rigidité non linéaire k_m : Evolution fréquentielle comparée des harmoniques de l'accélération pour une sollicitation en courant de 100 mA

Malgré un accord probant concernant les valeurs obtenues vis-à-vis des quatre premières composantes, une divergence entre les valeurs obtenues par les deux approches caractérise la cinquième harmonique en dessous de la fréquence de résonance associée à la fondamentale. L'erreur la plus marquée, avec une différence proche de -7dB, s'observe vers une fréquence fondamentale de 25 Hz, en réalité associée à la fréquence quintuple, donc à 125 Hz. Le calcul numérique développé sous ***Simulink***®étant corroboré par celui résultant de ***Mathématica***®, nous n'avons pas encore d'interprétation pour expliquer cet écart, sauf à envisager une erreur associée à la mise en œuvre du calcul analytique conduit sous ***Mathcad***®. De fait, notre approche analytique n'a été développée qu'en dernière instance avant l'échéance de notre formation doctorale, et le temps imparti ne nous permet pas actuellement de reprendre l'ensemble des procédures.

De même que pour l'étude des effets liés à la non invariance du facteur de force, les valeurs de l'accélération, relatives à la fréquence fondamentale, restent quasi identiques pour les deux approches. Ces valeurs concernant l'effet de premier ordre sont résumées sur le tableau suivant (**Tableau II.10**) :

A_1 (m/s²) F = 10 Hz	A_1 (m/s²) F = 31,62 Hz	A_1 (m/s²) F = 100 Hz	A_1 (m/s²) F = 316,23 Hz	A_1 (m/s²) F = 1000 Hz	A_1 (m/s²) F = 3162 Hz
1,505	17,391	181,87	96,22	91,35	90,88

Tableau II.10 : Valeurs pour 100 mA des niveaux des fondamentales de l'accélération (étude k_m)

Les données de ce tableau, lorsqu'on les compare avec celles du **tableau II.6** permettent de percevoir une certaine difficulté concernant l'étude du couplage des non linéarités affectant simultanément plusieurs paramètres. Nous montrerons donc plus loin, en ce même paragraphe, l'intérêt particulier d'un autre mode de représentation des valeurs calculées pour chaque composante.

Toutefois, avant de discuter ce point, l'écart observé concernant les évolutions de l'harmonique **5** nous a conduit à illustrer **une autre condition de calcul, avec un courant de 250mA**.

Cette démarche a pour but, en choisissant une sollicitation de niveau significatif, d'amplifier les effets des non linéarités et de mieux mettre en évidence les divergences entre les deux approches proposées. Ainsi, la **figure II.18** résume les résultats obtenus, et montre clairement l'augmentation du caractère de divergence entre les deux approches, notamment au niveau des composantes harmoniques **4** et **5** en régimes de basse fréquence. Bien que les deux premiers points relèvent d'une fondamentale en infrasons (10 Hz et 15,8 Hz), les harmoniques **4** et **5** du second point se manifestent dans le domaine audible respectivement à 63 Hz et 79,2 Hz.

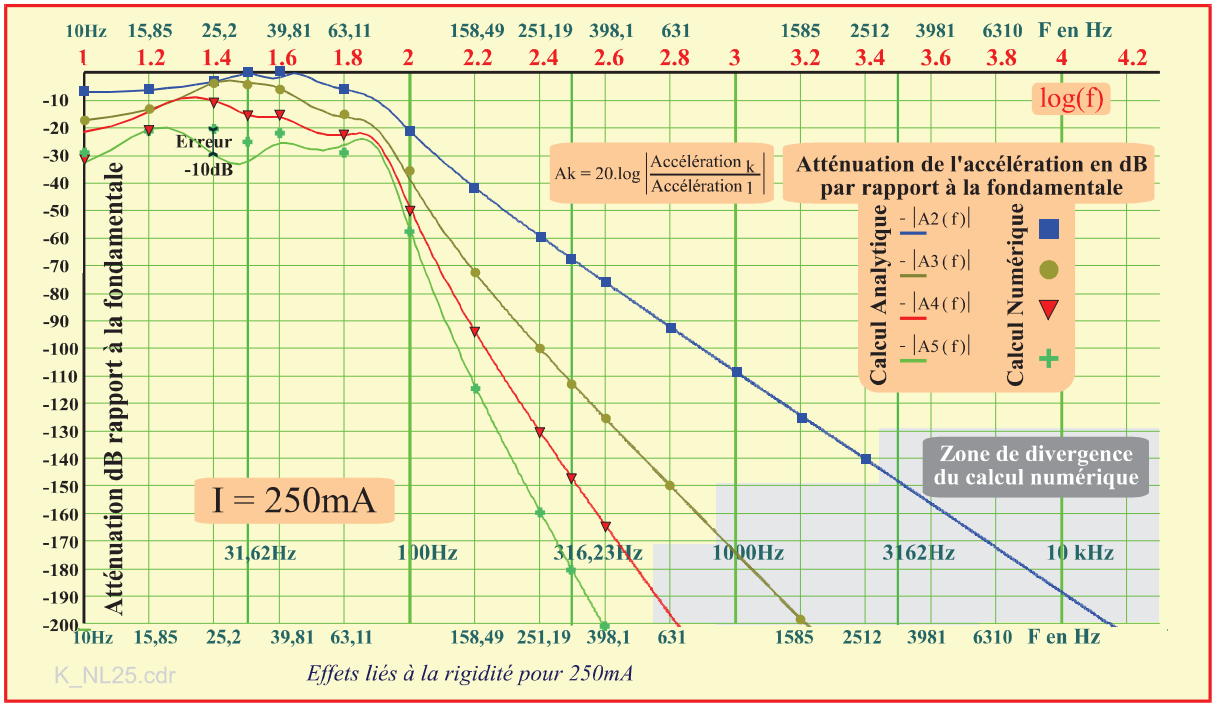


Figure II.18 : Etude de l'influence de la rigidité non linéaire k_m : Evolution fréquentielle comparée des harmoniques de l'accélération pour une sollicitation en courant de 250mA

La divergence observée, de l'ordre de 10dB, n'est certes plus négligeable, mais pour autant, par ailleurs l'ensemble des comportements atteste d'une certaine congruence et n'infirme pas les éléments de notre approche analytique.

Comme évoqué précédemment, les valeurs de l'accélération respectivement présentées sur les **tableaux II.6** et **II.10** ne sont pas identiques en basse fréquence et conduisent à appréhender une difficulté dans l'étude du couplage des non linéarités :

En effet, à la différence de la description polynomiale (**Tableau II.4**) du facteur de force, où la valeur de $\mathbf{b_0}$ = 5,9305 N/A ($\mathbf{B_l}$ pour le diaphragme au repos) est sensiblement identique à celle de la valeur nominale, B_l=5,934 N/A, il n'en est pas du tout de même en ce qui concerne la rigidité : la valeur de $\mathbf{k_0}$ = 1579 N/m diffère de manière très significative avec la valeur nominale $\mathbf{k_m}$ = 1938 N/m affichée à l'issue des mesures sur le banc Klippel®. La remarque est bien sûr la même concernant les valeurs affichées pour la compliance.

Ainsi, les valeurs respectives de la fréquence de résonance ne sont pas identiques lorsqu'on les détermine sur la base de $\mathbf{b_0} = (B_l)_{x=0}$ et de $\mathbf{k_0} = (\mathbf{k_m})_{x=0}$. De fait, il apparaît que $f_m(\mathbf{b_0})$ = 86,7 Hz, alors que $f_m(\mathbf{k_0})$ = 78,27 Hz. Il est donc difficile de corréler les distorsions portant sur l'action exclusive du paramètre *Facteur de force* avec celles liées à celui de la *rigidité*. Ainsi, la procédure qui viserait à calculer séparément les effets puis d'en combiner les résultats pour les comparer avec un cas de calcul cumulant les deux sources de non linéarité se révèlerait impropre à toute conclusion pertinente autour de la fréquence de résonance.

A contrario, en termes d'ordres de grandeur et de comparaison des sens d'évolution, il est possible de représenter simultanément l'évolution de l'une des composantes spectrales pour chacune des sources de distorsion envisagées jusqu'ici.

L'effet de la force solénoïde n'étant qu'associé à la seconde harmonique, nous avons ainsi déterminé les évolutions comparées des distorsions associées à la seconde harmonique. Le niveau de référence de la fondamentale étant discutable au sens des remarques précédentes, **nous avons choisi de nous référencer à l'accélération de la pesanteur** (**g** = 9,81 m/s²) pour exprimer en "dB spécifiques (**dB_g**)" les valeurs calculées. Cette manière d'opérer diffère notablement de celle de l'état de la technique qui pour la littérature se réfère au niveau de la fondamentale. Nous montrerons ensuite (*cf. infra,* § 3.3.5.3) l'intérêt de notre procédure en termes de lisibilité et de **d'aide à l'interprétation des évolutions**.

La **figure II.19** présente les éléments de comparaison, avec en abscisse la fréquence de la fondamentale : ici, toutes les manifestations (audibles) rapportées à la figure sont donc associées à une fréquence double de celle disposée en abscisse.

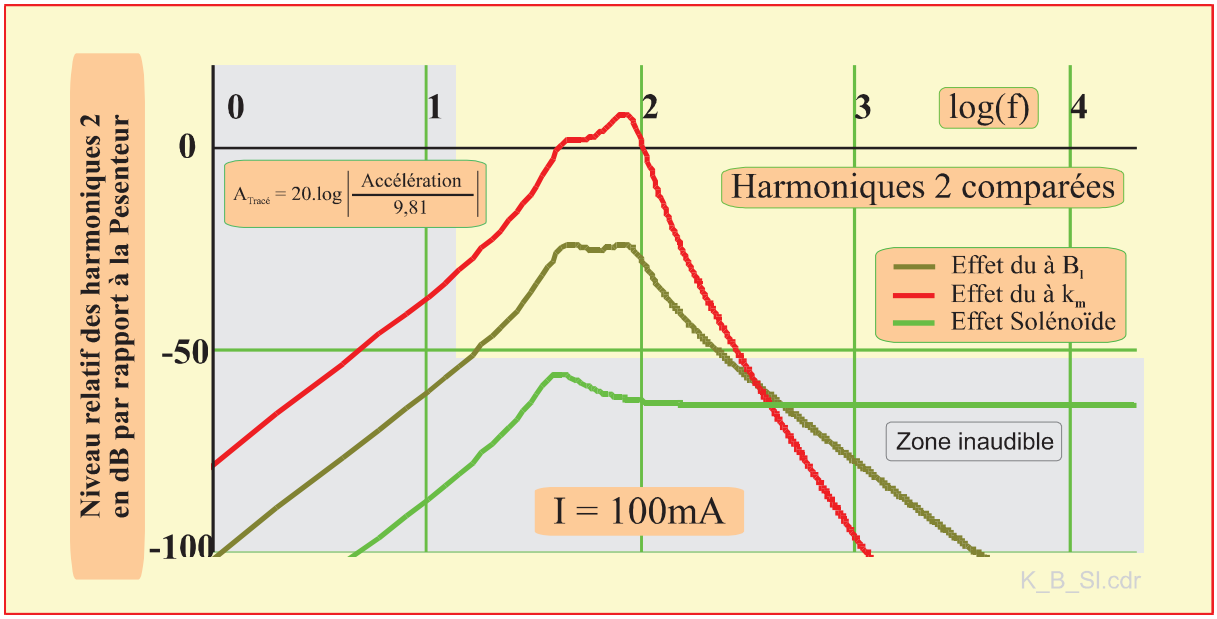


Figure II.19 : Evolutions comparées des distorsions des harmoniques Deux

Ainsi, la prédominance de l'influence de la rigidité manifestée jusqu'à la fréquence fondamentale de 345 Hz cesse en réalité, en termes de mesure, à 690Hz. Les tracés montrent clairement l'inversion de cette prédominance, où au-delà de cette limite, l'influence du facteur de force l'emporte bien qu'en constante diminution. Pour autant, ces niveaux sont dépassés par l'influence de la force solénoïde qui reste en théorie constante sur le reste du spectre.

Remarque importante : La **relation I.24** sur l'accélération entraîne, vis-à-vis du transducteur choisi en exemple, une limite audible associée au niveau **$0dB_{SL}$** correspondant à une valeur seuil de l'accélération notée **a_0= 0,026 m/s²**, soit une valeur minimale de **-51 dB_g** au regard de la **figure II.19**.

3.3.5.2 Influence des non linéarités dues au frottement fluide f_m

D'une manière générale, ce coefficient est considéré comme n'étant que très peu influencé et ne fait donc pas l'objet de développements relatifs à sa non linéarité. En outre, la détermination de sa valeur n'est pas simple en termes de mesures et la mise en évidence de ses fluctuations ne saurait relever de l'évidence [14]. Toutefois, les activités microtechnologiques de l'équipe étant fréquemment orientées vers le développement de méthodes métrologiques des paramètres thermophysiques, il nous a été demandé d'envisager l'étude de l'influence de ce paramètre en vue de caractériser ultérieurement le comportement de divers micro systèmes immergés dans des fluides portés à différentes températures.

3.3.5.2.1 Détermination analytique des non linéarités dues au frottement fluide f_m

Le coefficient de frottement fluide dépend obligatoirement de la viscosité dynamique du fluide dont l'effet est plus particulièrement important dans les espaces étroits internes au transducteur.

Toutefois, une représentation polynomiale n'a de sens physique réellement pertinent que si ce paramètre est considéré comme dépendant des puissances successives des valeurs de la vitesse avec une forme générale —pour un régime établi à vitesse constante notée v— :

$$f_{m(v)} = f_0 + f_1 \cdot v + f_2 \cdot v^2 + f_3 \cdot v^3 + f_4 \cdot v^4 + f_5 \cdot v^5 + \varepsilon \qquad \textbf{(II.46)}$$

Il apparaît immédiatement que le paramètre f_1 présente une signification discutable, car marquant de manière dissymétrique le paramètre dont la valeur serait diminuée ou augmentée selon le sens de la vitesse : sauf à prendre en compte une dissymétrie liée à la géométrie de la membrane, la valeur de f_1 sera donc considérée arbitrairement très faible dans notre étude.

Il n'en est pas de même vis-à-vis de f_2 dont le sens physique semble bien étayé par la mécanique des écoulements relatifs autour des solides. De fait, l'étude des **forces de viscosité** s'opposant au mouvement de l'équipage mobile du haut-parleur évoluant au sein d'un fluide fait très clairement apparaître une composante quadratique, et nous nous appuierons sur cette hypothèse pour marquer une valeur justificative pour f_2. En notant **S la surface effective d'un corps solide** et C_x un **coefficient équivalent de traînée** il vient :

La partie partielle de $f_{m(v)}$ due à f_2 sera vue telle que : $f^T{}_{m(v)} = C_x.S.½(\rho.v^2)$ [N/(m/s)] **(II.47)**

Enfin, nous porterons comme précédemment les développements jusqu'au rang cinq, mais nous limiterons les illustrations à l'**ordre 3** au regard des valeurs modérées de la vitesse dont l'ordre de grandeur reste d'environ un mètre par seconde. De plus, la compressibilité de l'air n'intervient pas pour une telle vitesse, très inférieure à celle de la propagation du son.

Comme précédemment, l'évolution paramétrique rapportée aux amplitudes complexes de la vitesse exprimée en fréquence conduit à reformuler la **relation II.46** avec en outre $f'_i = (1/2^i).f_i$:

$$f_{m(X)} = \frac{1}{2^0} \cdot f_0 + \frac{1}{2^1} \cdot f_1 \cdot v + \frac{1}{2^2} \cdot f_2 \cdot v^2 + \frac{1}{2^3} \cdot f_3 \cdot v^3 + \frac{1}{2^4} \cdot f_4 \cdot v^4 + \frac{1}{2^5} \cdot f_5 \cdot v^5 + \varepsilon \qquad \textbf{(II.48)}$$

En premier lieu, nous pouvons considérer les variables auxiliaires Y et Y_i telle que :

$$Y_i = X_1 \quad Y_2 = 2.X_2 \quad Y_3 = 3.X_3 \quad Y_4 = 4.X_4 \quad Y_5 = 5.X_5 \qquad \textbf{(II.49)}$$

$$Y = Y_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + Y_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + Y_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + Y_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + Y_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon$$

Ainsi pour la vitesse il apparaît :

$\dot{X} = j\omega Y$, avec en outre : $\dot{X}^2 = -\omega^2 \cdot Y^2$, $\dot{X}^3 = -j\omega^3 \cdot Y^3$, $\dot{X}^4 = \omega^4 \cdot Y^4$, $\dot{X}^5 = j\omega^5 \cdot Y^5$

En conservant les mêmes notations et en considérant $i = i_0.e^{j\omega t} = i_0.e^{\psi}$, la relation de comportement peut alors être développée sous la forme suivante : **(II.50)**

$$\begin{aligned}
B_1 \cdot i_0 \cdot e^{1\cdot\psi} = & -M_m \cdot \omega^2 \cdot \left[X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + 4X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + 9X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + 16X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + 25X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
& + k \cdot \left[X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
& + j \cdot \omega \cdot f'_0 \cdot \left[X_1 \cdot e^{1\cdot\psi} + 2X_2 \cdot e^{2\cdot\psi} + 3X_3 \cdot e^{3\cdot\psi} + 4X_4 \cdot e^{4\cdot\psi} + 5X_5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
& - \omega^2 f'_1 \cdot \left[X_1^2 \cdot e^{2\cdot\psi} + 2X_1Y_2 \cdot e^{3\cdot\psi} + \left(Y_2^2 + 2X_1 \cdot Y_3\right) \cdot e^{4\cdot\psi} + \left(X_1 \cdot Y_4 + 2X_2 \cdot Y_3\right) \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
& - j\omega^3 f'_2 \cdot \left[X_1^3 \cdot e^{3\cdot\psi} + 3X_1^2Y_2 \cdot e^{4\cdot\psi} + \left(2X_1^2 \cdot Y_3 + 3X_1 \cdot Y_2^2\right) \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
& + \omega^4 f'_3 \cdot \left[X_1^4 \cdot e^{4\cdot\psi} + 4X_1^3Y_2 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right] \\
& + j\omega^5 f'_4 \cdot \left[X_1^5 \cdot e^{5\cdot\psi} + \varepsilon\right]
\end{aligned}$$

Cette écriture fait apparaître les éléments de la construction du **tableau II.2** permettant les élévations successives en puissance des grandeurs opérées avec troncature au-delà de l'ordre cinq.

L'identification des composantes relève de la même construction que celle de ce dernier tableau, compte tenu des variables intermédiaires Y_i, conduit au groupe de relations suivant : **(II.51)**

$\boldsymbol{M_m.X_1.\mathscr{S}_1 = B_l.i_0}$ [Composante fondamentale]

$M_m.X_2.\mathscr{S}_2 = [f'_1.\omega^2.X_1^2]$

$M_m.X_3.\mathscr{S}_3 = [f'_1.\omega^2.2.X_1.Y_2 + f'_2.j\omega^3.X_1^3]$

$M_m.X_4.\mathscr{S}_4 = [f'_1.\omega^2.(Y_2^2+2.X_1.Y_3) + f'_2.j\omega^3.(3.X_1^2.Y_2) - f'_3.\omega^4.X_1^4]$

$M_m.X_5.\mathscr{S}_5 = [f'_1.\omega^2.(X_1.Y_4+2Y_2.Y_3) + f'_2.j\omega^3.(2.X_1^2.Y_3+3.X_1.Y_2^2) - f'_3.\omega^4.\ 4.X_1^3.Y_2 - f'_4.j\omega^5.X_1^5]$

Chacune des composantes peut maintenant être déterminée et simplifiée en reprenant la notation polynomiale **II.31** ainsi qu'un groupe de coefficients notés $\mathbf{h_i}$ définis de la façon suivante :

$$h_i = \frac{f_i}{2^i} \cdot \frac{1}{M_m} \qquad \textbf{(II.52)}$$

Comme dans l'étude précédente la grandeur $\boldsymbol{\varphi}$ désigne la force massique d'entraînement de l'équipage mobile : $\boldsymbol{\varphi = B_l.i_0/M_m}$ [N/kg]. Il en résulte pour l'expression des composantes harmoniques :

Groupe de relations **(II.53)**

$\mathbf{X_1 = \mathscr{T}_1.[\ \varphi\ ]}$ [Composante fondamentale]

$\mathbf{X_2 = \mathscr{T}_2.[\ h_1.\omega^2.X_1^2\ ]}$

$\mathbf{X_3 = \mathscr{T}_3.[\ h_1.\omega^2.4.X_1.X_2 \quad + j.\omega^3.h_2.X_1^3\ ]}$

$\mathbf{X_4 = \mathscr{T}_4.[\ h_1.\omega^2.(4.X_2^2 + 6.X_1.X_3) \quad + j.\omega^3.h_2.6.X_1^2.X_2 \quad - h_3.\omega^4.X_1^4\ ]}$

$\mathbf{X_5 = \mathscr{T}_5.[\ h_1.\omega^2.(4.X_1.X_4+12.X_2.X_3) + j.\omega^3.h_2.(6X_1^2.X_3+12.X_1.X_2^2) - h_3.\omega^4.8.X_1^3.X_2 \ - h_4.j\omega^5.X_1^5\ ]}$

Comme dans les cas précédents, cet agencement montre que chaque composante peut faire l'objet d'une extraction individuelle n'impliquant que les coefficients $\mathbf{h_k}$ et les polynômes constitutifs des ordres antérieurs. De cette manière, les quatre premières constructions peuvent être exprimées :

Groupe de relations **(II.54)**

$\mathbf{X_1 = \mathscr{T}_1.[\ \varphi\ ]}$ [Composante fondamentale]

$\mathbf{X_2 = \mathscr{T}_1^2..\mathscr{T}_2.\varphi^2.\omega^2.[h_1]}$

$\mathbf{X_3 = \mathscr{T}_1^3..\mathscr{T}_3.\varphi^3.\omega^3.[.\mathscr{T}_2.4.\omega^2.h_1 + j.h_2]}$

$\mathbf{X_4 = \mathscr{T}_1^4..\mathscr{T}_4.\varphi^4.\omega^4.[4..\mathscr{T}_2^2.\omega^2.h_1^3 + 24..\mathscr{T}_2..\mathscr{T}_3.\omega^2.h_1^2 + 6.j\omega.h_1.h_2.(\mathscr{T}_2 + .\mathscr{T}_3) - h_3]}$

A titre d'application que nous discuterons ensuite, rien n'empêche d'imaginer un corps fluide dans lequel est immergé un transducteur avec des **conditions très différentes** de celles rencontrées dans l'environnement naturel. Pour autant, il est pertinent d'essayer de considérer la composition des **relations II.46 et II.47** de telle sorte que :

$$f_{m(v)} = f_0 + f_1 \cdot v + C_x \cdot S \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} + f_3 \cdot v^3 + \varepsilon \qquad \textbf{(II.55)}$$

Dans cette expression élémentaire, les coefficients f_1 et f_3 sont des paramètres affectés de valeurs infiniment petites, éventuellement modifiables pour une condition métrologique particulière : le paramètre ρ représente ici la masse volumique de l'air (1,23 kg/m^3), et $\mathbf{C_x}$ un coefficient fictif de traînée —que nous prendrons arbitrairement unitaire—, associé au déplacement de la membrane.

Nous supposons maintenant que le transducteur peut être disposé au sein d'une enceinte à pression contrôlée. La masse étant une grandeur extensive et conservative, la grandeur **masse volumique** se représente avec une fonction linéaire de la pression, et nous pouvons envisager le comportement du coefficient de frottement fluide de la **relation II.55** pour diverses valeurs de la pression, comme l'illustre la **figure II.20** avec les valeurs standards du transducteur cité en exemple. Les valeurs paramétriques respectivement affectées sont les suivantes : f_0 **= 1,239 N/(m/s)** (valeur nominale**,** *cf.* **Tableau II.4),** f_1 **= 10^{-9} N/(m/s)^2** (sans affectation particulière de sens physique, mais simplement pour éviter toute forme de divergence dans les calculs)**,** et f_2**= (½.ρ.C_x.S) = 3,506.10^{-3} N/(m/s)^3** à la pression atmosphérique standard. Les autres coefficients sont considérés nuls en vue de simplifier l'interprétation des résultats obtenus. La **figure II.20** montre ainsi l'influence directe de la pression sur le coefficient de frottement fluide dans une marge de vitesse discutable mais raisonnée.

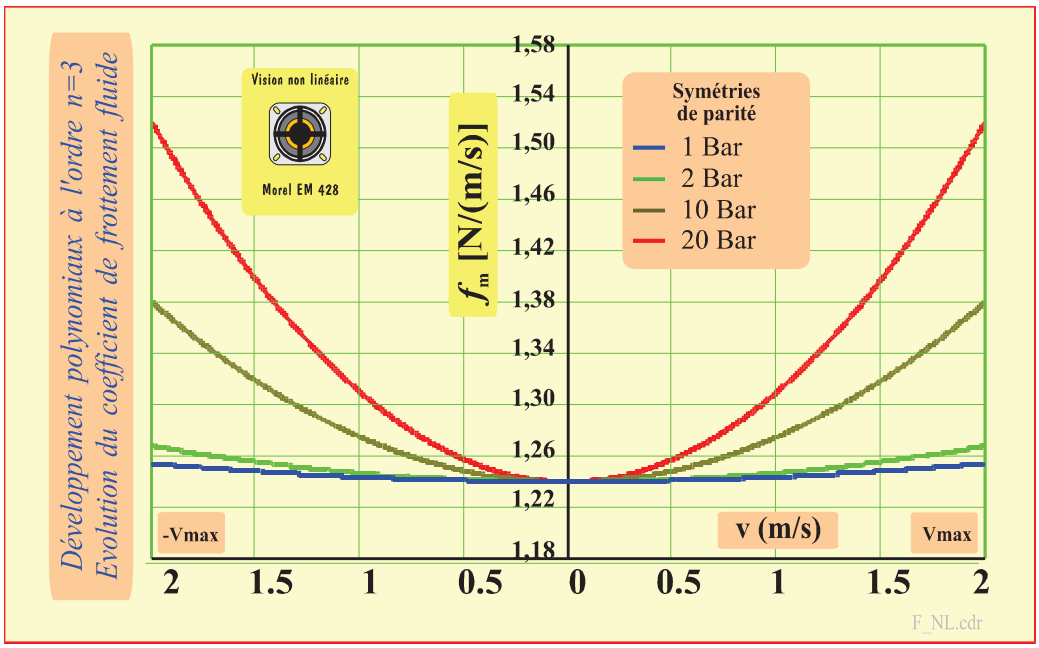


Figure II.20 : Evolution spéculative du coefficient de frottement fluide dans l'air pour diverses valeurs de la pression environnant le transducteur

3.3.5.2.2 Confrontation des résultats analytiques et numériques

Nous considérons un courant de sollicitation de **100 mA**, comme dans les cas précédents. Conformément aux justifications précédentes portant sur les valeurs paramétriques et pour se rapprocher des considérations touchant au signal sonore tangible, les valeurs des accélérations sont calculées conformément à la **relation II.34**, avec comme précédemment : $A_n = -\omega^2 \cdot n^2 \cdot X_n$. Ainsi, pour les valeurs paramétriques discutées précédemment, et en considérant la **relation II.52** définissant les coefficients $\mathbf{h_i}$, les groupes de **relations II.53** et **II.54** se simplifient notablement avec :

$\mathbf{X_1 = .\mathcal{T}_1.[\ \varphi\ ]}$ [Fondamentale] **(II.56.a)**
$\mathbf{X_2 = 0}$ Propriété liée à la parité exclusive du polynôme
$\mathbf{X_3 = .\mathcal{T}_1^3..\mathcal{T}_3.\varphi^3.j.\omega^3.h_2}$ **(II.56.b)**
$\mathbf{X_4 = 0}$ Propriété liée à la parité exclusive du polynôme
$\mathbf{X_5 = -6..\mathcal{T}_1^6..\mathcal{T}_3..\mathcal{T}_5.\ .\varphi^5.\omega^6.h_2}$ **(II.56.c)**

En conséquence les composantes harmoniques utiles de l'accélération s'expriment ainsi :

$\mathbf{A_1 = -.\mathcal{T}_1.\varphi.\omega^2}$ **(II.57.a)**
$\mathbf{A_3 = -9..\mathcal{T}_1^3..\mathcal{T}_3.\varphi^3.j.\omega^5.h_2}$ **(II.57.b)**
$\mathbf{A_5 = 150..\mathcal{T}_1^6..\mathcal{T}_3..\mathcal{T}_5.\varphi^5.\omega^8.h_2}$ **(II.57.c)**

Pour comparer les résultats respectivement numériques et analytiques, la valeur du paramètre f_2 est considérée à une pression relative double de la pression atmosphérique, au sens du deuxième tracé de la **figure II.20**. Plus généralement, si P_a désigne la pression atmosphérique standard et **P** la pression mesurable pour une condition expérimentale envisagée, alors :

$$f_2 = (\tfrac{1}{2}.\rho_{(P/Pa)}.C_x.S) = (P/P_a).3{,}506.10^{-3} \qquad [N/(m/s)^3] \qquad \textbf{(II.58)}$$

Les **relations II.56** et **II.57** montrent clairement que les effets attendus concernent essentiellement la troisième harmonique et à bien moindre incidence la cinquième.

Nous avons donc considéré, pour un courant de **100 mA**, un ensemble de cas de calculs numériques basés sur les mêmes échantillons fréquentiels que ceux mis en œuvre vis-à-vis de l'étude des autres non linéarités. Pour autant, nous avons choisi, comme dans le cadre de la discussion relative à la **figure II.19**, de **recourir à notre échelle spécifique graduée en dB$_g$** où les composantes d'accélération sont rapportées à celle de la Pesanteur.

S'il en résulte en premier lieu le maintien en toute fréquence de la vision d'ensemble de l'évolution de la fondamentale, nous bénéficions surtout d'une **non altération des formes d'évolutions des composantes harmoniques**, dont la manière classique distord arbitrairement l'allure en raison du pic de résonance affectant la fondamentale. La **figure II.21** illustre une concordance satisfaisante entre les approches analytiques et numériques.

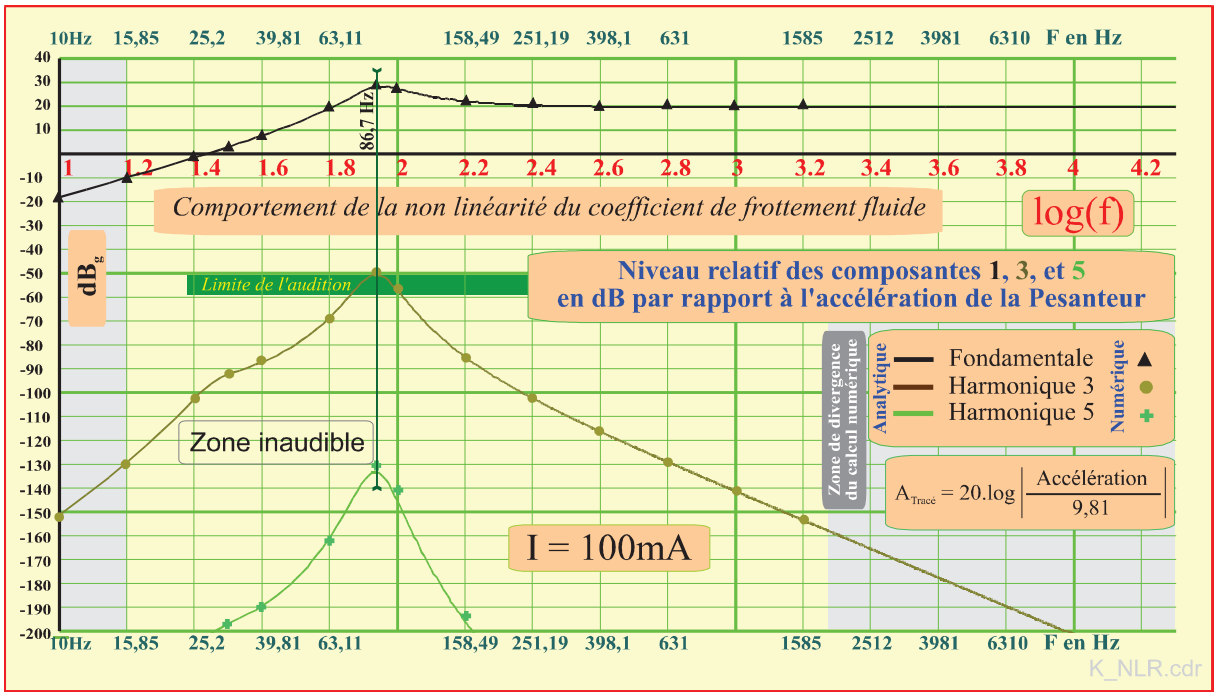


Figure II.21 : Evolutions comparées des approches analytique et numérique vis-à-vis du coefficient de frottement fluide dans l'air pour une pression de 2 bars et un courant de 100 mA

La congruence observée, malgré la difficulté formelle ajoutée à celle de l'étude de la rigidité— puisqu'il nous a fallu ici définir et traiter un polynôme fonction de la vitesse—, semble étayer notre remarque concernant les écarts observés sur la **figure II.18**, mettant en doute l'une des procédures particulières d'application du calcul analytique portant sur la rigidité.

Ainsi, à titre de vérification complémentaire de la pertinence du formalisme analytique associé au cas de la **figure II.21**, nous supposons maintenant une valeur du signal de sollicitation en courant d'une valeur significativement plus élevée — de fait, l'interaction varie comme le cube de la valeur du courant— que la valeur précédente, avec donc une intensité de **250 mA**.

Toujours en utilisant la référence de l'accélération de la pesanteur, les résultats analytiques et numériques associés à une pression de **2 bars** peuvent être comparés à l'aide des tracés représentés sur la **figure II.22**.

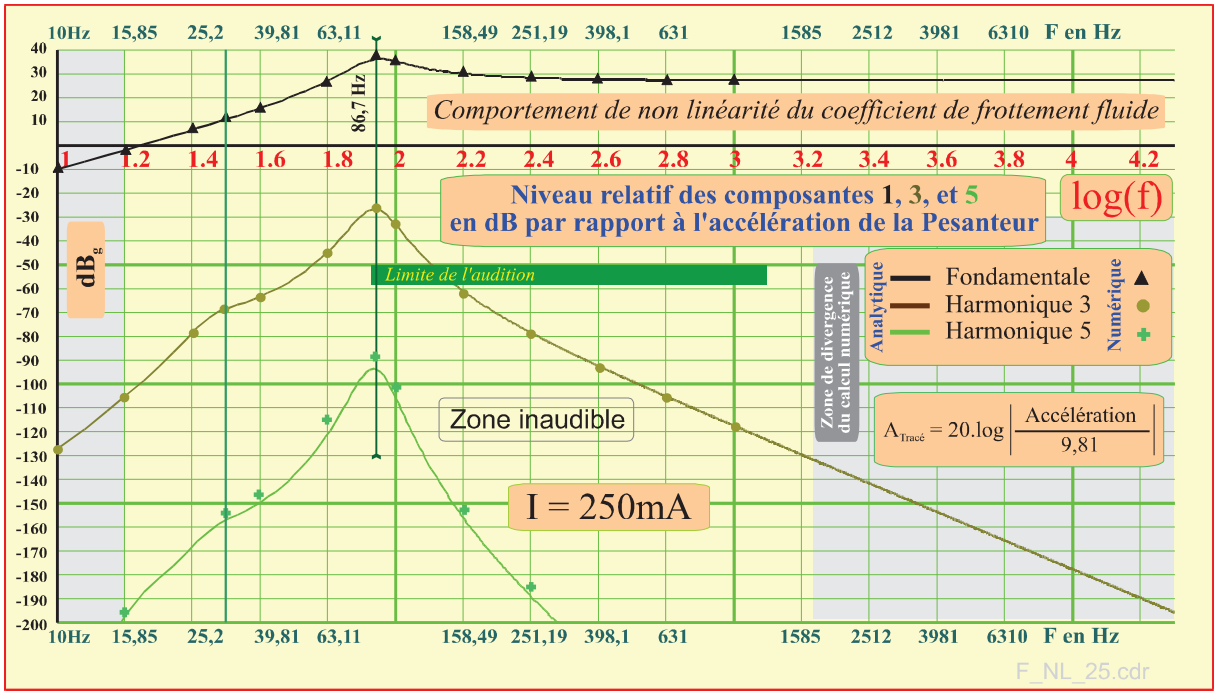


Figure II.22 : Evolutions comparées des approches analytique et numérique vis-à-vis du coefficient de frottement fluide dans l'air pour une pression de 2 bars et un courant de 250 mA

De la même manière que précédemment les résultats numériques et analytiques sont suffisamment congruents pour valider le bien-fondé de notre approche analytique.

3.3.5.2.3 Spéculations d'ordre métrologique

Les **relations II.56** et **II.57** établissent clairement que les effets attendus concernent essentiellement la troisième harmonique et, avec une bien moindre incidence la cinquième. Considérant en outre $\varphi = B_l.i_0/M_m$, et selon la **relation II.52**, $h_2 = f_2/4.M_m$, la **relation II.57.b** pourrait présenter un intérêt métrologique pour la mesure de pression ou de masse volumique, dès lors que les autres effets altérant la composante harmonique d'ordre 3 ainsi que la dérive thermique seraient susceptibles d'être éliminés, par exemple à l'aide d'une méthode différentielle classique de l'instrumentation.

En effet, la composante $\mathbf{A_3}$ prends une valeur définie comme le produit d'une constante d'appareil notée $\mathscr{K}_a$ par une fonction de la fréquence notée $\Upsilon_{(\omega)}$—où un choix de 1/3 de la résonance de la fondamentale peut se révéler avantageux—, et par une fonction simple du mesurande. Considérant pour ce dernier ρ, la masse volumique effective du fluide, il vient :

$$A_3 = -\frac{9}{8}\cdot\frac{B_l^{\,3}}{M_m^{\,4}}\cdot C_x\cdot S\cdot\left[j\cdot\omega^5\cdot\mathscr{F}_1^{\,3}\cdot\mathscr{F}_3\right]\cdot i_0^3\cdot\rho \quad , \text{ ou encore : } \mathbf{A_3} = \mathscr{K}_a.\Upsilon_{(\omega)}.i_0^{\,3}.\rho \qquad \textbf{(II.59)}$$

En choisissant un régime fréquentiel majorant la fonction $\Upsilon_{(\omega)}$ au regard des caractéristiques du transducteur, et en réalisant que la sensibilité du dispositif dépend avantageusement du cube de la valeur du courant injecté, **une approche métrologique exploitant la non linéarité** du coefficient f_m et portant sur la caractérisation de certaines propriétés des fluides peut faire l'objet d'une étude spécifique.

De fait, comme il arrive bien souvent au cours de l'étude des procédés et des systèmes, une propriété de non linéarité apparaissant initialement comme un défaut pour une application donnée, peut s'avérer comme un avantage sur le plan métrologique au regard de la caractérisation de la grandeur perturbatrice.

Ainsi, la maîtrise du LAUM en matière de conception et de réalisation de microsystèmes permet d'envisager à court terme le développement de tels dispositifs et des méthodes de conditionnement des signaux y afférent. En présentant une telle approche nous nous sommes volontairement diamétralement opposés au problème initial de la recherche d'une reproduction sonore où il nous avait fallu développer des solutions de filtrages du pic de résonance, absolument exclues lors de l'application métrologique envisagée.

3.3.6 Prospectives quant à la représentation et à la structuration des composantes harmoniques

Nous avons montré précédemment l'intérêt apporté par le recours à une référence donnée de l'accélération —celle de la pesanteur— visant à une meilleure représentation des différentes composantes harmoniques représentatives de la distorsion sonore[13]. L'étude précédente en a montré l'un des avantages, avec l'observation fidèle du profil des niveaux de chaque composante.

Il apparaît par ailleurs que, outre le choix de la référence de l'accélération de la pesanteur, une autre amélioration visant à l'interprétation des résultats peut être apportée en traçant le profil des harmoniques avec leur fréquence réelle, lisible sur l'abscisse jusque là exclusivement dévolue à la fondamentale. De cette manière plus appropriée, nous pouvons maintenant reprendre la **figure II.14** dont nous avions souligné les difficultés d'interprétation, adoptant la nouvelle représentation objet de la **figure II.23**.

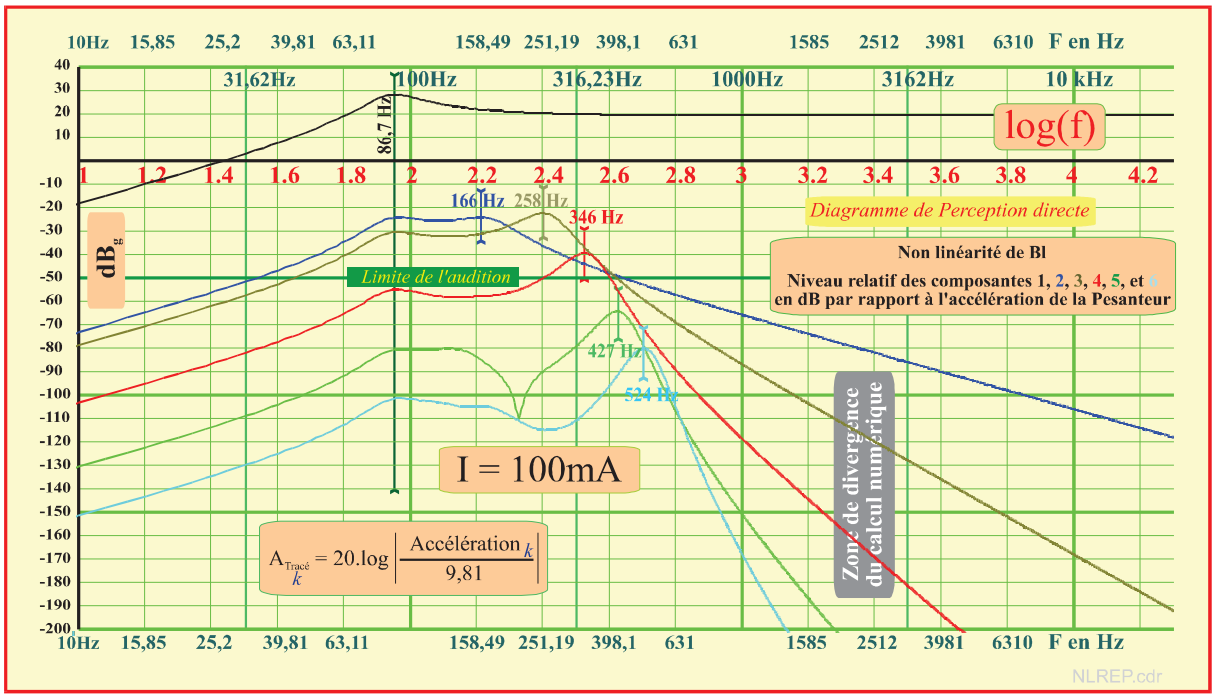


Figure II.23 : Evolutions en dB_g et en lecture directe des cinq premières composantes harmoniques affectant le caractère non linéaire du facteur de force (figure II.14 édulcorée)

La structuration des composantes harmoniques apparaît maintenant immédiatement, avec pour chaque raie (notée **n**), d'une part un maximum ajusté à la fréquence de résonance mécanique du transducteur, et d'autre part, un *extremum* propre observable à **n** fois cette fréquence fondamentale.

[13] De fait, nous aurions pu choisir une accélération unité avec **1m/s²** pour référence : Toutefois, vis-à-vis de notre sens physique, chacun perçoit parfaitement dans la vie quotidienne les contraintes de l'accélération de la pesanteur. Le conducteur d'automobile, le pilote d'avion, ou bien même l'enfant jouant sur un tourniquet intègrent naturellement cette référence, avec **g = 9,81 m/s²**.

Certes, le point singulier (***M**oot **E**xtremum point*) caractérisant la **cinquième composante à 213 Hz** ne comporte pas plus d'indication quant à son interprétation, mais en dépit de ce manque, cette façon de représenter les composantes se révèle beaucoup plus claire que celle en usage, où les composantes sont rapportées au niveau de la fondamentale. Ici, le niveau de seuil d'audition est invariant et arbitrairement rapporté au 0 dB_{SL} : Il serait, certes, plus réaliste de recourir à la pondération en dB_A[15] calée sur la courbe de 40 phones du réseau de Flechner (**Figure I.3**). La lecture directe de la fréquence associée à chaque point d'une composante permet en outre de déterminer aisément le comportement asymptotique dont le calcul analytique confirme les régimes propres d'atténuation en fréquence, séparés par des tranches de **-40 dB** par décade et par ordre :

Atténuation asymptotique de la **fondamentale** : niveau invariant
Atténuation asymptotique de l'harmonique **2** : -40 dB/décade
Atténuation asymptotique de l'harmonique **3** : -80 dB/décade
Atténuation asymptotique de l'harmonique **4** : -120 dB/décade
Atténuation asymptotique de l'harmonique **5** : -160 dB/décade
Atténuation asymptotique de l'harmonique **6** : -200 dB/décade

Ces valeurs sont confirmées par le calcul asymptotique analytique appliqué entre 10 kHz et 100 kHz. Toutefois, malgré les améliorations touchant à la représentation, nous n'avons pas de justification concernant les *minima* observés entre les *extrema* associés à la résonance mécanique et ses valeurs multiples présentées à son ordre propre par chacune des composante. En outre, l'approche analytique semble affectée de la caractéristique —*a priori* indiscutable— suivante :

Propriété : Pour une étude ne portant que sur la génération d'harmonique, une altération touchant une composante d'ordre n+k (k>1) ne semble pas avoir d'incidence sur la raie n ou toute raie n–k.

Nous avons modifié de diverses manières les polynômes affectant les non linéarités et la propriété nous a semblé vérifiée : pour autant elle ne relève pas de l'évidence et un seul cas particulier pourrait en invalider la substance.

3.3.6.1 Considérations portant sur les relations de parité dans la structuration des raies

La remarque précédente nous a conduit à vérifier le rôle des paramètres affectant les polynômes représentatifs de non linéarités. A titre d'illustration, la **figure II.24** permet de comparer les composantes harmoniques obtenues en affectant des valeurs nulles à $\mathbf{b_1}$, $\mathbf{b_3}$, et $\mathbf{b_5}$ (**Tableau II.4**).

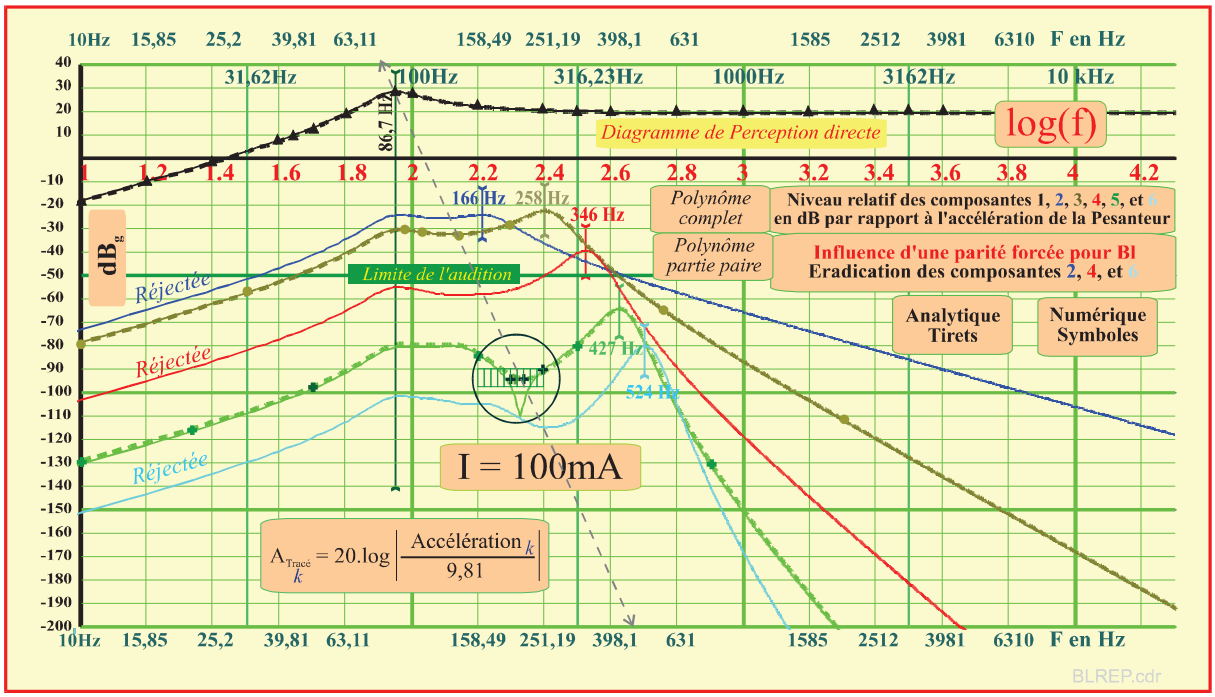


Figure II.24 : Eradication des raies paires en annulant les paramètres impaires du polynôme représentatif du facteur de force

La **figure II.24** est construite en superposant rigoureusement les éléments de la **figure II.23** avec les résultats analytiques et numériques obtenus suite à l'élimination de toute forme d'imparité dans la représentation de l'évolution de $\mathbf{B_l}$ selon le déplacement.

La densité d'informations collectées sur la figure appelle plusieurs remarques :

Les tracés colorés en traits continus caractérisent intégralement les éléments de la **figure II.23**. Les tracés sous forme de tirets, qui n'apparaissent que pour la fondamentale et les composantes **3** et **5,** résultent du calcul analytique. Il apparaît clairement que les composantes paires, **2**, **4** et **6** ont été totalement réjectées avec l'annulation des paramètres $\mathbf{b_1}$, $\mathbf{b_3}$, et $\mathbf{b_5}$.

Enfin, les symboles **triangles**, **cercles** et **croix** caractérisent, comme dans les cas précédemment étudiés, les résultats numériques de ***Simulink***®.

Sans pouvoir en donner une interprétation, la position des *minima* observables entre les *extrema* de résonance semblent présenter une régularité que nous avons marquée par un trait dessiné sous forme de tirets grisés.

Si, dans un premier temps, une parfaite congruence se manifeste concernant les valeurs respectives des composantes résiduelles **1** — car la fondamentale n'appelle aucune remarque spéciale—, **3** et **5**, la zone associée à **l'harmonique 5 à 213 Hz** —zone entourée du ***Moot Extremum point***—, manifeste une évolution cette fois-ci dénuée de rebroussement, ce que nous avons vérifié en affinant le calcul numérique autour de cette valeur spécifique. Après diverses hypothèses et vérifications, il s'avère que c'est exclusivement l'annulation du coefficient $\mathbf{b_1}$ qui est la cause de la disparition de la singularité. Cette remarque va dans le sens de la propriété mentionnée au paragraphe précédent relative à l'ordre de causalité des paramètres impliqués dans un polynôme.

3.3.6.2 Représentation et structuration des composantes harmoniques relatives à la rigidité

La référence à l'accélération de la pesanteur et le déploiement en lecture directe des composantes harmoniques ayant montré son intérêt avec l'étude des non linéarités du facteur de force, nous avons repris dans les mêmes termes les éléments de la **figure II.17** relative à l'étude des non linéarités de la rigidité $\boldsymbol{k}_m$. Il en résulte à nouveau une lecture beaucoup plus informative, comme le montre la **figure II.25**, avec les mêmes conclusions concernant les seconds *extrema* attachés à chacune des composantes notées **k** respectivement observables à **k** fois la fréquence fondamentale.

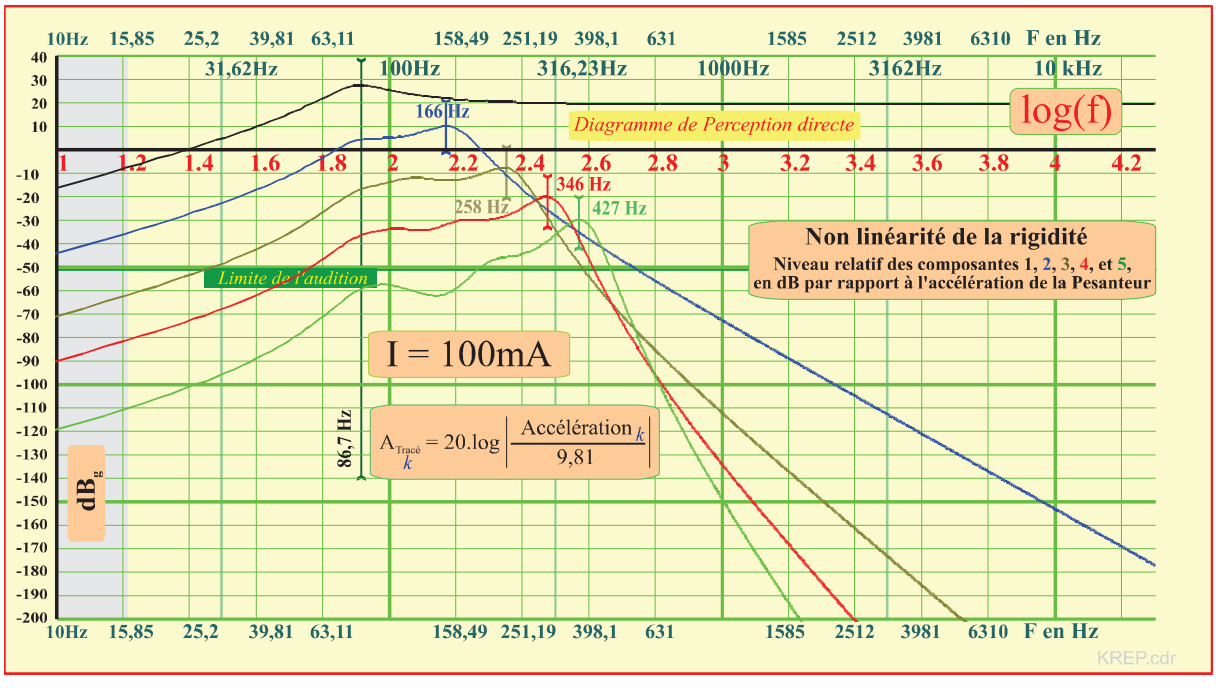


Figure II.25 : Evolutions en dB_g et en lecture directe des cinq premières composantes harmoniques affectant le caractère non linéaire de la rigidité (figure II.17 édulcorée)

Une autre observation, relative aux comportements d'atténuation asymptotiques, montre que ces derniers sont affectés de régimes propres d'atténuation en fréquence, systématiquement séparés par des tranches de **-40 dB_g** par décade et par ordre :

Atténuation asymptotique de la **fondamentale** : niveau invariant
Atténuation asymptotique de l'harmonique **2** : -80 dB_g/décade
Atténuation asymptotique de l'harmonique **3** : -120 dB_g/décade
Atténuation asymptotique de l'harmonique **4** : -160 dB_g/décade
Atténuation asymptotique de l'harmonique **5** : -200 dB_g/décade

Ces valeurs —confirmées par la calcul asymptotique analytique conduit entre 10 kHz et 100kHz—, soulignent une différence notable vis-à-vis des non linéarités associées au facteur de force marquée dès la deuxième harmonique par une différence systématique de -40 dB_g. Par exemple la composante harmonique **3** liée à la rigidité s'atténue plus rapidement avec -120 dB_g/décade que l'harmonique **3** liée au facteur de force dont l'atténuation converge vers -80 dB_g par décade.

3.4 Commentaires et Conclusions quant au deuxième chapitre

Les éléments précédents ont cherché à éclaircir le comportement de génération d'harmoniques pour un haut-parleur électrodynamique exclusivement sollicité en courant. En effet, les arguments développés au chapitre premier permettent de considérer ce type de transducteur comme définissable exclusivement avec son équation mécanique de comportement, au sens de la **relation II.16.a**.

Sur le plan de la physique des systèmes, c'est à l'opérateur qu'il importe de savoir gérer les forces motrices du membre de gauche au moyen de dispositifs électroniques judicieusement conçus.

L'usage a voulu, notamment au motif que l'impédance motionnelle contribuait à réduire de manière significative le pic de résonance, que l'on commande de manière systématique les transducteurs en tension. De fait, en une telle circonstance la **relation II.16.b** se couple inévitablement avec l'équation électrique **II.16.a**, avec en conséquence un comportement d'ensemble voué à toutes les sources distorsions envisageables.

Observations complémentaires

De manière notoire et justifiée, le traitement analytique du comportement des systèmes non linéaires est considéré complexe. Toutefois, le simple fait de n'avoir à considérer que la partie mécanique du système nous a permis d'avancer une théorie analytique relativement simple sur son principe, où nous avons fait **l'hypothèse** —qui ne saurait en aucun cas relever de l'évidence— d'un couplage fréquentiel agencé de telle manière que chaque distorsion non linéaire est réaffectée à chacune des harmoniques générées par l'ordre considéré de la puissance à laquelle est élevée le déplacement.

Pour satisfaisants qu'ils apparaissent au travers des cas que nous avons traités, les résultats obtenus ne sauraient constituer une preuve quant à la validation définitive de cette hypothèse, et des travaux ultérieurs seront vraisemblablement nécessaires pour affiner cette théorie analytique. En outre, concernant l'analyse des termes moteurs à prendre en compte lors d'une sollicitation en courant, un travail notable reste à faire concernant les effets correctifs réellement obtenus vis-à-vis des courants de Foucault. Une telle interaction est à considérer en deux composantes, tant lorsque l'équipage mobile est vu comme statique, que lorsqu'il est vu comme en mouvement. Enfin, en termes de corrections résultantes de l'optimisation des matériaux et de leurs dispositions, le développement de nouveaux transducteurs demande à exploiter les résultats théoriques de travaux relativement récents [16].

Bien que seul le mode de pilotage en courant ait été considéré dans ce deuxième chapitre, un ensemble plus large, concernant divers types de transducteurs commandés soit en tension, soit en courant fait l'objet d'un traitement numérique développé avec le progiciel **Simulink®** au chapitre suivant.

Références bibliographiques relatives au deuxième chapitre

1] M. Dodé, "Le deuxième principe de Thermodynamique", Ed. Sedes, Paris 5ème, 1965.

2] J. Thurin, "Mesures électriques et électroniques", 6ème Ed., Eyrolles, Paris, 1977.

3] M. Feldmann, "Théorie des réseaux et systèmes linéaires", collection CENT-ENST, Ed. Eyrolles, 1981.

4] H. J. White, S. Tauber, "Systems analysis", Ed. W.B. Saunders Cie, Philadelphia, 1969.

5] J. Max, "Méthodes et techniques du traitement de signal", Tom.1&2, Ed. Masson, Paris, 1981.

6] E. Leipp, "Acoustique et Musique", Ed. Masson & Cie, Paris, 1971.

7] A. Spătaru, "Théorie de la transmission de l'information : signaux et bruits", tom. 1, Ed. Masson, & Editura Technica, Bucarest, 1970.

8] D.M. Rowe, "CRC Handbook of Thermoelectrics", CRC Press, London, 1995.

9] D. Leclercq, "Contribution à l'étude de l'effet Peltier dans les structures bimétalliques à électrodes plaquées. Application à la conception de nouveaux capteurs.", *Thèse d'état,* Université de Lille, 1991.

10] L. Camberlein , "Capteurs de température à réseau planaire distribué de thermopiles en couches minces", *Thèse de Doctorat* , Université de Lille, Juin 1997.

11] E. Gaviot, **F. Polet**, **F. Raucoules**, **D. Leclercq,** "Procédé de régulation en température d'un système combinant une boucle fermée de régulation en température avec une boucle ouverte réalisée à partir d'une mesure de flux thermique", *Brevet*, Dépôt FR, N° 00/00720, 2000.

12] W. Klippel, "Tutorial : Loudspeakers Nonlinearities –Causes, Parameters, Symptoms", J. Audio Eng Soc., Vol. 54, N°. 10, 2006 October.

13] E. Gaviot, "Application des méthodes de la théorie du signal à la dissociation des énergies en régime variable". *Thèse de 3ème cycle,* Université de Lille, 1985.

14] J.C. Le Roux, "Le haut-parleur électrodynamique, estimation des paramètres électroacoustiques aux basses fréquences et modélisation de la suspension", Thèse de doctorat de l'Université du Maine, Avril 1994.

15] D. Mercier, "Le livre des techniques du son", Tome 1, Notions fondamentales, 2ème Ed. Dunod, 1998, ISBN 2 10 004130 4.

16] R. Ravaud, "Etude analytique des systèmes magnétomécaniques sans fer : Application au haut-parleur guidé par joints de ferrofluide", Ph.D. *Thèse de l'Université du Maine*, Spécialité SPI, Novembre 2009.

CHAPITRE III : Modélisation numérique du comportement de transducteurs couplés à leurs conditionneurs

1. Introduction au chapitre

La qualité du son reproduit par un haut-parleur dépend en pratique de celle du transducteur électromécanique mis en œuvre ainsi que de son amplificateur associé. Dans ce chapitre, les effets non linéaires des haut-parleurs électrodynamiques seront simulés avec Matlab®/Simulink® pour un groupe de haut-parleurs différents les uns des autres. Les non linéarités étant influencées par les changements de valeurs des paramètres descriptifs, comme nous l'avons étudié au chapitre précédent, un modèle original est donc présenté avec Matlab®, en tenant compte des propriétés mécaniques et électriques des haut-parleurs. En outre, le logiciel PSpice® a été associé au modèle pour étudier la modélisation électronique des amplificateurs en vue de détailler leurs limitations et leurs comportements non linéaires en tant qu'objets de l'électronique. Ensuite, de manière originale, nous avons assuré un couplage, à l'aide du logiciel de co-simulation nommé SLPS®, entre le circuit électronique défini sous PSpice® et le modèle non linéaire du haut-parleur. Enfin, un ensemble de simulations est effectué pour présenter les défauts des haut-parleurs, ceux des amplificateurs, et les défauts de ces derniers couplés avec SLPS.

2. Les haut-parleurs étudiés

Sept références différentes de haut-parleurs électrodynamiques sont choisies. L'idée est de montrer les limites et les avantages de transducteurs de différentes catégories, compte tenu de leurs structures, leurs propriétés électriques et mécaniques, ou encore leur mode de sollicitation. Ces haut-parleurs se distinguent notamment par leur taille, leur puissance électrique, leurs intervalles de déplacement, leurs applications *etc*. Le groupe de transducteur choisis comprend :

1. Un haut-parleur classique, de type médium (*midrange*), accompagnant les équipements de mesure fournis par la société Klippel® (Laser ANR1217), noté ici **KLIP**,
2. Un micro haut-parleur équipant un prototype d'écouteurs, référencé par [1,2], noté **STRU**,
3. Un mini haut-parleur **MCO1** de conception hybride, réalisé par Lionel Camberlein en salle blanche, au sein du laboratoire d'acoustique de l'université du Maine,
4. Un haut-parleur de type large bande, de marque Pionner® (**PION**), modèle TS-132 (10W), adapté aux équipements automobiles des années 90,
5. Le haut-parleur médium (*midrange*) de haute qualité pris jusqu'ici en exemple, de la marque Morel®, modèle de EM 428, noté **MORE** en l'étude de ce chapitre,
6. Un *boomer* de marque Power Sound® et de référence PS-8, noté ici **BPS8**.

Les **figures III.1 A&B** montrent quelques-uns des haut-parleurs considérés.

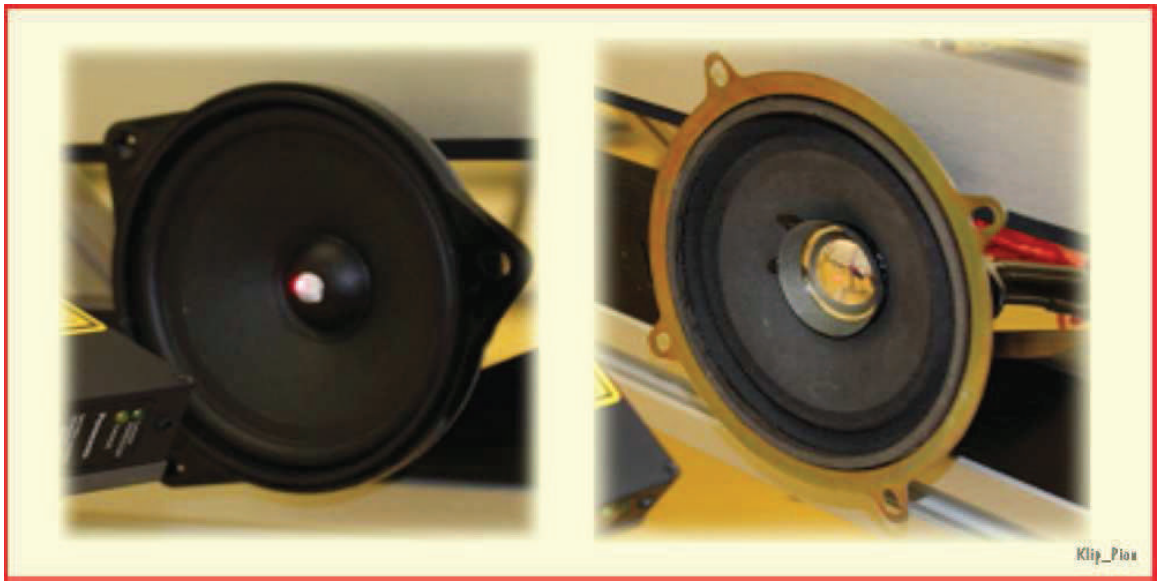


Figure III.1A : Transducteurs KLIP et PION utilisés pour les simulations et les mesures

Figure III.1B : Transducteurs MORE et BPS8 utilisés pour les simulations et les mesures

3. Mesure des paramètres des haut-parleurs référencés par le banc de mesure de Klippel®

Avant de détailler les spécifications du cahier des charges du modèle conçu avec les progiciels Matlab®/Simulink®, chaque haut-parleur doit être caractérisé expérimentalement dans le but d'accéder aux paramètres linéaires de Thiele & Small [3,4,5,6] ainsi qu'aux coefficients de variation des paramètres non linéaires tels que $\mathbf{B_l}$, $\boldsymbol{k_m}$ et $\mathbf{L_e}$ [7,8,9,10,11]. Ces données sont ensuite introduites dans le modèle, soit par leur valeur constante nominale soit par leur fonction polynomiale représentative de non linéarité.
Les valeurs et les données exposées dans les paragraphes suivants ont été évaluées avec le banc de mesure Klippel® de type *laser*, référencé "**ANR1282**" disponible au laboratoire. La **figure III.2** illustre la conformation de l'installation au sein de la chambre anéchoïque du **LAUM.**

Figure III.2 : Appareil de mesure Klippel® de type *laser*, référencé ANR1282

Le réglage des propriétés des mesures, le choix des modules, l'environnement graphique, le traitement et l'acquisition des données sont définis avec le logiciel **dB-Lab RnD®** fourni par KLIPPEL R&D SYSTEM®.

Comme illustré sur la **figure III.2**, l'appareil est construit autour des éléments suivants :

1. Amplificateur : Il s'agit d'un amplificateur de puissance de haute qualité, de marque QSC **Powerlight®**, série **PLX2502**, capable de fournir une tension sous faible impédance sans risque d'endommagement pour solliciter un haut-parleur en très forte puissance (750 W). La technologie de commutation amène un grand avantage au niveau du poids (en comparaison avec un transformateur AC qui pèse typiquement 10 kg). Un transformateurs AC d'alimentation secteur fournit entre 100 (120 aux USA) demi périodes d'énergie par seconde, alors que cette famille de *Powerlight®* permet entre 190000 et 230000 impulsions par seconde. Plus cette densité d'impulsions augmente, plus il devient facile de fournir une puissance élevée en sortie de l'amplificateur. La puissance demandée en base fréquence ne s'atténue pas et le signal reste dépourvu de distorsion. Le tableau **III.1** illustre les caractéristiques de cet amplificateur.

Caractéristiques	**Grandeur - unité**
Puissance électrique (avec tous les deux Chanel activés) sur les différentes charges à la sortie:	
8Ω FTC[1] : 20 Hz – 20 kHz, avec THD ≤ 0.05%	425 W
8Ω EIA[2] : 1 kHz, avec THD≤ 0.1%	450W
4Ω FTC : 20 Hz – 20 kHz, avec THD ≤ 0.05%	675W
4Ω EIA[2] : 1 kHz, avec THD≤ 0.1%	750W
Rapport du signal au bruit	-106 dB
Sensibilité de l'entrée avec 8Ω	1.15 Vrms
Gain avec 8Ω	34 dB
Classe de sortie de l'amplificateur	2-tier Classe H (E édulcorée)
Distorsion (SMPIE-IM)	< 0.02%
Impédance de l'entrée	10 kΩ déséquilibrée, 20 kΩ équilibrée

Tableau III.1 : Caractéristiques de l'amplificateur du banc de mesure Klippel®

2. Analyseur : L'analyseur de distorsion est un système autonome capable d'assurer une large variété des mesures sur les haut-parleurs avec un minimum de matériel supplémentaire. En plus du matériel d'interface analogique (Convertisseur AN/NA, capteurs de courant et de tension), le processeur présente une notable puissance en traitement *DSP* lui permettant d'assurer les traitements non linéaires. Il est pourvu d'une interface de mesure précise du déplacement du spot laser, afin de pouvoir calculer l'accélération ou la vitesse du diaphragme. En tant que système autonome, il dispose en outre d'une interface utilisateur optimisée pour contrôler les mesures, sans besoin d'utiliser un ordinateur auxiliaire. Enfin, il affiche les informations essentielles en permanence. Les paramètres et les informations d'état sont échantillonnés régulièrement, avec des intervalles fixes. Ensuite, ils sont stockés dans une base de données au sein de l'unité d'analyse.

3. Laser : Le laser utilisé dans cet équipement métrologique est adapté à la détection du déplacement du diaphragme. Ce laser, référencé **ANR1282**, est fournit par KLIPPEL R&D SYSTEM.

Enfin, l'analyseur de distorsion présente une entrée de laser spécifique et une alimentation intégrée. Un connecteur de sortie (type BNC) fournit le signal de déplacement analogique. Le **tableau III.2** présente les caractéristiques de ce laser.

Caractéristiques	Grandeurs - unités
Déplacement maximal à mesurer (erreur de linéarité <0.3%)	±20 mm
Déplacement minimal à mesurer (erreur de linéarité <0.3%)	±0.5 mm
Erreur de linéarité absolue	±80 µm
Erreur de linéarité relative	±0.2% F.S.
Résolution (Bruit en µm, sans étalement)	40
Maximum de la fréquence (en kHz à 3dB)	1
Center point distance	80 mm
Source de lumière	Diode laser (685 nm)
Classe du laser	Classe 2/ IEC60825-1
Puissance maximum à la sortie du laser	1.6 mW
Diamètre de la tache du faisceau	0.7×1.2 mm
Niveau de lumière ambiante	Max. 3000 lx
Poids	240 g

Tableau III.2 : Caractéristiques du module laser ANR1282 de l'appareil de mesure Klippel®

4. Support : L'appareil de mesure est pourvu d'un support sur lequel le laser et le haut-parleur s'installent. Le laser se déplace à l'aide d'un guidage sur deux axes verticaux et horizontaux avec un axe de rotation sur 360°. Ensuite, lorsque le laser est positionné correctement en face du centre du haut-parleur, il est immobilisé au moyen de deux vis de fixation.
Le support nous permet aussi de fixer le haut-parleur sans l'endommager assuré à l'aide d'un serrage sur la partie magnétique du haut-parleur. Le tableau **III.3** présente les caractéristiques techniques du support.

Caractéristiques	**descriptions**
Dimensions	85 × 85 × 41 cm
Masse	<18 Kg
Matériaux	Aluminium et acier inoxydable
Support fournit pour les capteurs	Laser et microphone
Type d'ajustage du positionnement	Horizontale, verticale, et une rotation de 360°
Type de haut-parleurs compatibles	Boomer, médium et tweeter
Positionnement du haut-parleur	horizontal
Maximum du diamètre autorisé pour la partie magnétique (utilisable pour le serrage)	33 cm
Maximum du diamètre autorisé pour la face parlante (membrane)	75 cm

Tableau III.3 : Caractéristiques du support du banc de mesure de Klippel®

3.1. Les modules de mesures disponibles

Le banc de mesure, nous permet d'effectuer plusieurs types de mesures. Chacune des familles de mesures est réalisée par un module bien défini. Parmi les modules existants, les modules **LSI** et **LPM** [12] répondent à nos besoins.

3.1.1. LPM : Module de mesure des paramètres linéaires :

Ce module permet d'identifier le modèle électrodynamique, contenant les valeurs linéaires des paramètres de Thiele & Small. Ce module est aussi destiné à plusieurs catégories de mesures, avec notamment :

1. le niveau de la puissance acoustique (SPL) produite par le dispositif en fournissant l'ajustage en fonction de la fréquence au moyen d'une courbe analytique de *fitting*,
2. le module et la phase de l'impédance électrique en fonction de la fréquence, avec une courbe analytique de *fitting*,

3. représentations spectrales : le niveau du signal d'entré, de sortie, et les distorsions parasites sont tracées en fonction de la fréquence.

3.1.1.1. Les principes de base du module LPM (*Linear Parameter Measurement*)

Le module est basé sur le modèle électrodynamique qui se présente sous la forme d'un transformateur de grandeurs électriques couplées aux grandeurs mécaniques comme la force et le déplacement. Subséquemment, la courbe d'impédance électrique **Z(f)** permet une identification avec les mesures de la tension **u(t)** et du courant passant dans l'enroulement de l'équipage mobile **i(t)**. Une fois que la courbe d'impédance et le déplacement du haut-parleur sont mesurés, les paramètres linéaires se calculent afin de superposer la courbe d'impédance dans la gamme de fréquence audible. La figure **III.3** illustre ce principe.

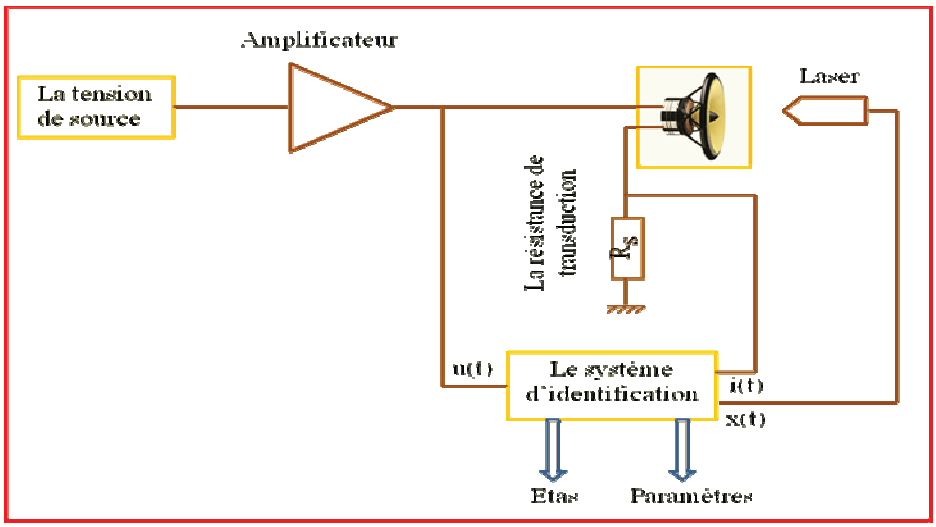


Figure III.3 : Schéma de principe de la structure du module de caractérisation linéaire LPM

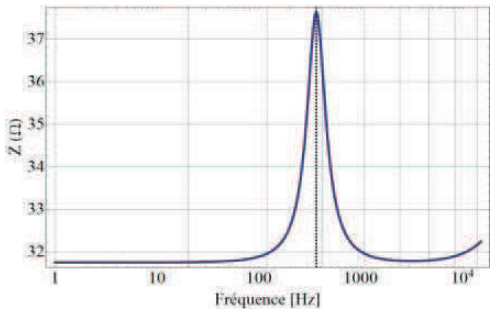
Le tableau **III.4** résume les valeurs des paramètres de Thiele & Small que nous avons mesurées au moyen du module **LPM** pour les références des haut-parleurs précédemment citées.

Paramètres	Unité	STRU	KLIP	PION	MCO1	MORE	BPS8
$\mathbf{R_e}$	Ω	31.75	3.21	3.65	8.32	5.41	3.80
M_{ms}	g	8×10^{-3}	5.998	3.674	0.709	6.529	20.198
k_{ms}	N/m	41.75	4391.55	4497.21	460	1938	1470
$\mathbf{B_l}$	T.m	0.23	3.2443	2.7476	0.372	5.934	3.283
$\mathbf{L_e}$	mH	0.06	0.18148	0.19781	0.076	0.356	0.28388
f_m ou $\mathbf{R_{ms}}$	N.s/m	0.009	1.531	0.539	0.031	1.239	0.942

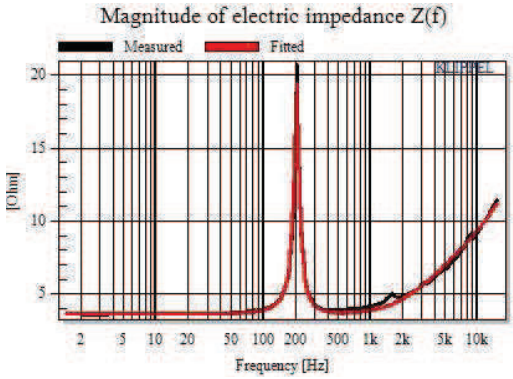
Tableau III.4 : Les paramètres linéaires du modèle T/S mesurés avec l'appareil de Klippel®

La **figure III.4** présente les courbes des impédances électriques qui sont aussi mesurées pour chacune des références de ces haut-parleurs.

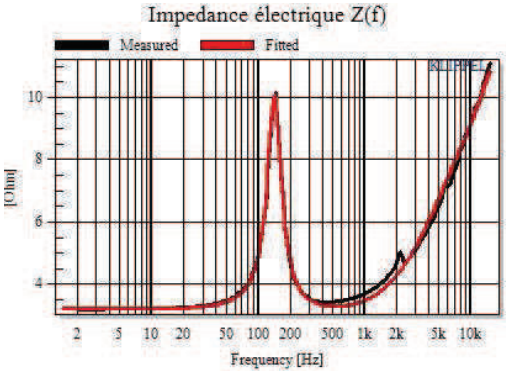
Remarque : Le tracé relatif au transducteur **STRU** est extrapolé à partir des valeurs nominales présentées par la référence [1] et le tableau **III.4**.



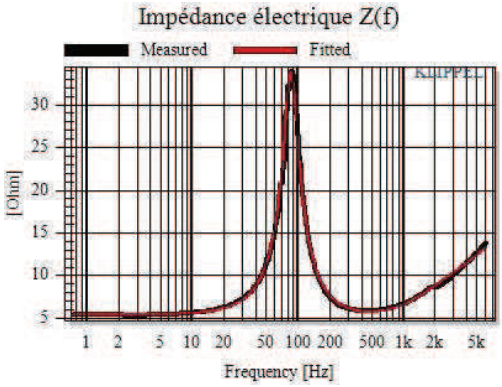
A. STRU



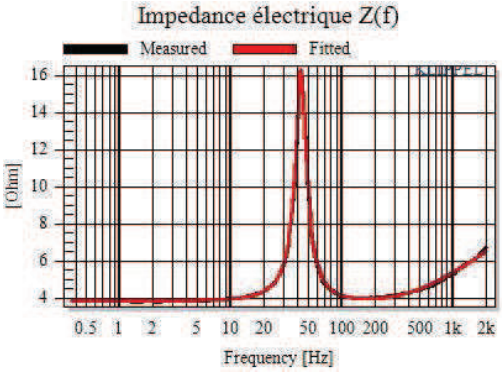
B. PION



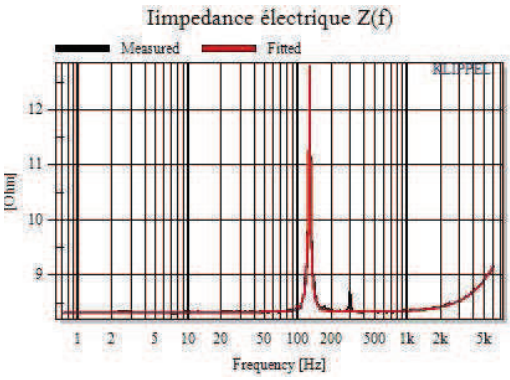
C. KLIP



D. MORE



E. BPS8



F. MCO1

Figure III.4 : Impédances électriques mesurées pour les haut-parleurs pris en références

3.1.2. LSI (*Large Signal Identification*) : Identification des signaux à fort niveau

Le module noté **LSI** fournit les mesures suivantes :

1. Les non linéarités des paramètres électriques et mécaniques comme $\mathbf{B_l}$, $\boldsymbol{k_m}$ et $\mathbf{L_e}$

2. La température de la bobine mobile, le niveau sonore (SPL) et la puissance électrique en fonction de la fréquence.

3.1.2.1. Principe de fonctionnement du module LSI

La **figure III.5** présente ce principe. Le modèle numérique du haut-parleur sélectionné est implémenté comme un système adaptif dans un processeur de signaux numériques, dit ***DSP*** (*Digital Signal Processing*). Le transducteur est ensuite sollicité en régime établi par une source audio amplifiée en tension par un amplificateur de puissance au niveau **u(t)**. Le modèle numérique évalue le courant passant dans la bobine, noté **I'(t)**. Subséquemment, ce courant estimé **I'(t)** est comparé avec la valeur du courant mesurée **I(t)**. L'amplitude de la différence entre **I(t)** et **I'(t)** est ensuite minimisée par l'ajustement des paramètres du modèle adaptif. Dans cette phase, le déplacement de la bobine **x(t)** est introduit afin de combiner les valeurs des paramètres modifiés par le DSP vis-à-vis de leurs déplacements respectifs [13].

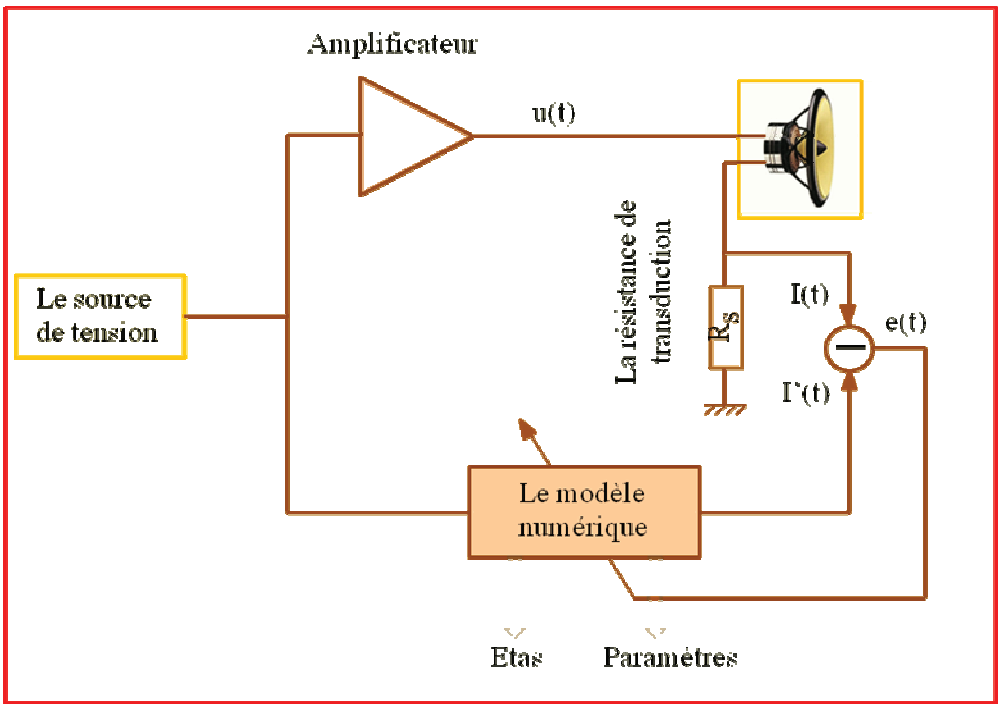


Figure III.5 : Schéma du principe de traitement assuré par le module LSI

3.1.2.2. La technique d'ajustement

Dans la configuration des paramètres d'ajustement sur le logiciel **RnD**, nous avons sélectionné l'ordre différé entre 4 et 6 pour les fonctions de polynômes afin d'assurer un coefficient de détermination R (régression) le plus proche de l'unité.

Remarque: Une autre procédure d'ajustement des courbes de variations mesurées consiste à reprendre la matrice des données de mesures, et ensuite de recourir à l'outil ***Curve-Fitting Toolbox*** dans Matlab® afin de calculer les coefficients des fonctions polynomiales. Cette procédure est appliqué pour la référence **STRU**.

Pour les trois paramètres non linéaires principaux d'un haut-parleur (B_l, k_m, L_e), les développements polynomiaux respectifs s'écrivent :

$$Bl(x) = Bl_0 + \sum_{n=1}^{n=p} Bl_n x^n \qquad \textbf{(III.1)}$$

$$K_{ms}(x) = K_0 + \sum_{n=1}^{n=p} K_n x^n \qquad \textbf{(III.2)}$$

$$L_e(x) = L_0 + \sum_{n=1}^{n=p} L_n x^n \qquad \textbf{(III.3)}$$

Le tableau **III.5** résume les valeurs des coefficients de ces polynômes, ayant été estimées pour chacune des références des haut-parleurs pris en exemple. Ces coefficients sont en fait directement mesurés par le banc de caractérisation Klippel®.

Référence	i	Bl_i (N/A.mm^i)	C_i mm/(N.mm^i)	L_i mH/mm^i
STRU	0	21.426	0.024	0.06
	1	1.0656	- 0.0141	-0.01
	2	- 5.9681	-0.0887	6×10^{-4}
	3	0.6499	0.3225	0.01
	4	- 0.1608	- 0.8624	0.007
	5	- 0.1647	- 1.628	-0.05
	6	0.2298	5.9654	-0.04
PION	0	2.7476	0.22236	0.19781
	1	0.20451	0.00040081	-0.029366
	2	-0.21711	-0.0046081	-0.0045052
	3	-0.016204	-0.00032881	0.0013808
	4	0.010002	9.7559×10^{-5}	0.00032720
KLIP	0	3.2443	0.22771	0.18148
	1	-0.10579	0.010004	-0.034227
	2	-0.29615	-0.010288	-0.0025278
	3	0.053779	0.0020413	0.0030292
	4	0.026256	-0.0039955	0.00060808
MOREL	0	5.9305	0.63339	0.35099
	1	0.069300	-0.13486	-0.016090
	2	-0.23512	0.0055743	-0.0079749
	3	-0.081449	-0.0088643	0.0005849
	4	0.011269	-0.0065303	0.00018508
	5	0.0042478	0.0032732	7.1582×10^{-6}
BPS8	0	3.2577	0.71217	0.28388
	1	0.56126	-0.0030585	-0.022527
	2	-0.10449	0.00054376	-0.0036905
	3	-0.021224	-0.00032263	0.00056194
	4	0.0030757	-0.0003060	0.00012787

Tableau III.5 : Les coefficients des fonctions polynômes des paramètres non linéaires

L'ensemble des tracés de la figure composite **III.6** présente les courbes de variations des paramètres fondamentaux : Le facteur de force $\mathbf{B_l}(x)$, La compliance $\mathbf{C}(x)$, définie comme l'inverse de la rigidité k_m, et l'inductance $L_e(x)$ pour chacun des haut-parleurs référencés, compte tenu de leurs altérations vis-à-vis du déplacement, imposées par les coefficients respectifs de leurs développements polynomiaux.

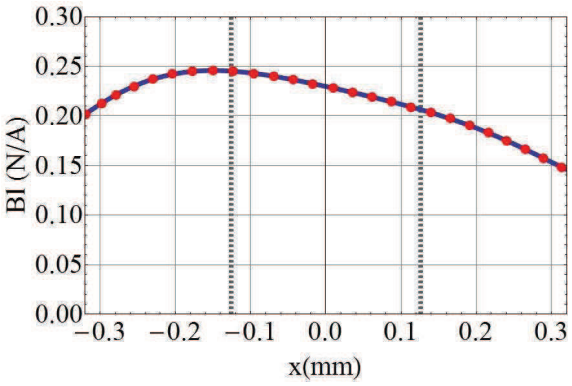


Figure III.6.a : Bl(x) - STRU

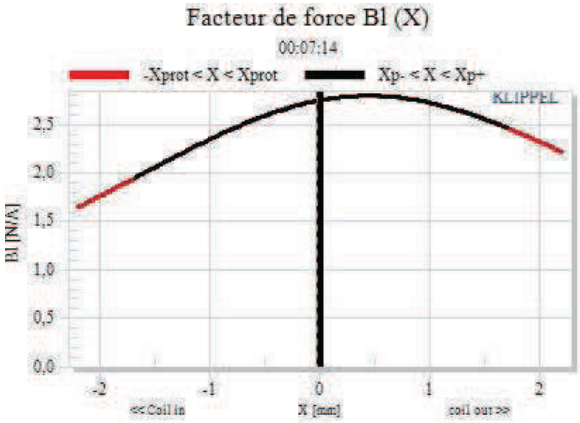


Figure III.6.b : Bl(x) – PION

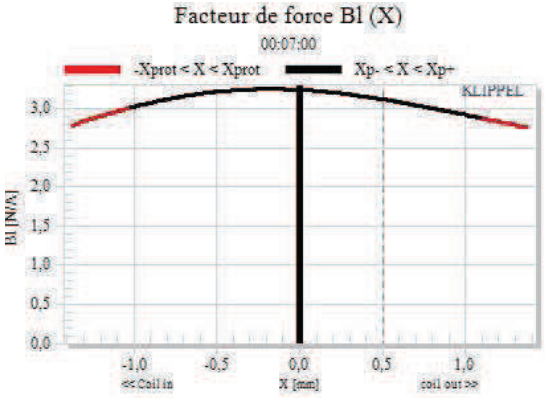


Figure III.6.c : Bl(x) – KLIP

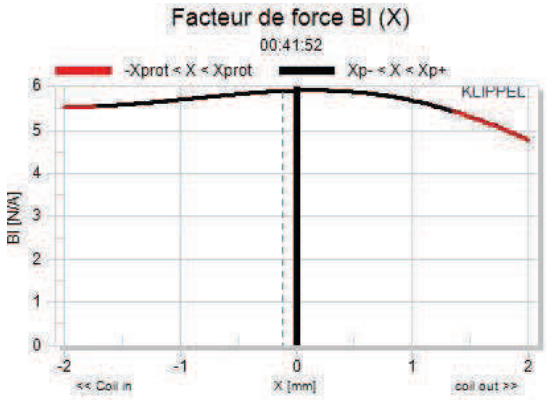


Figure III.6.d : Bl(x) - MORE

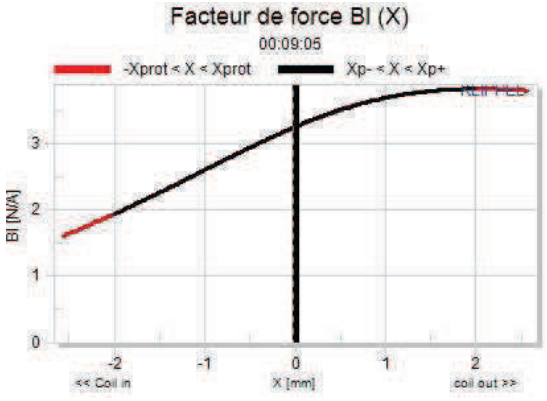


Figure III.6.e : Bl(x) – BPS8

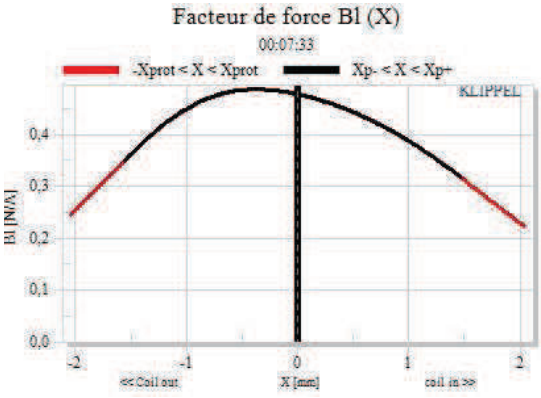


Figure III.6.f : Bl(x) – MCO1

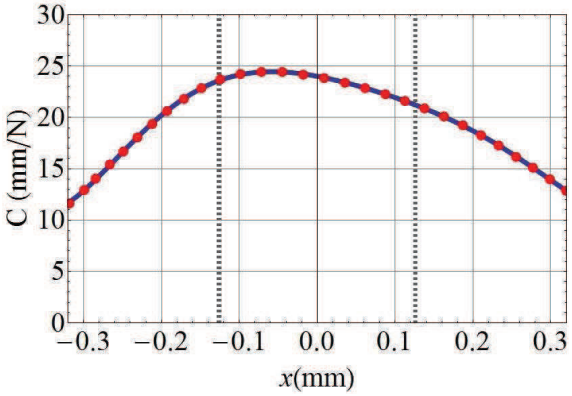


Figure III.6.g : $C_{ms}(x)$ - STRU

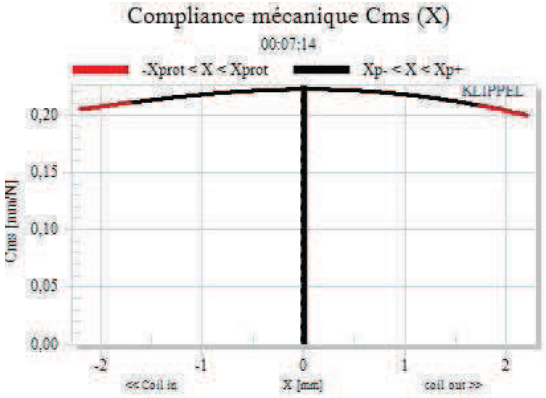


Figure III.6.h : $C_{ms}(x)$ - PION

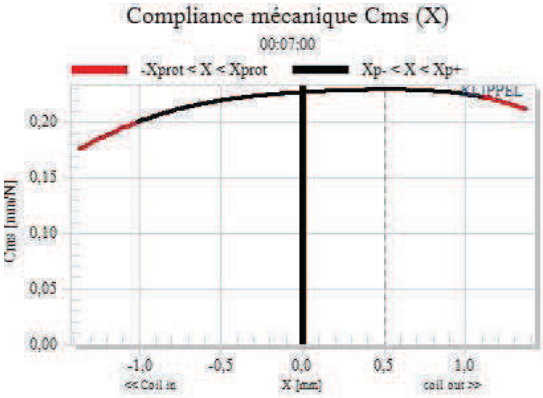


Figure III.6.i : $C_{ms}(x)$ - KLIP

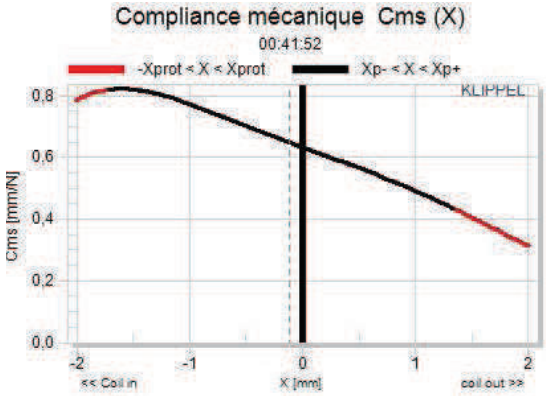


Figure III.6.j : $C_{ms}(x)$ - MORE

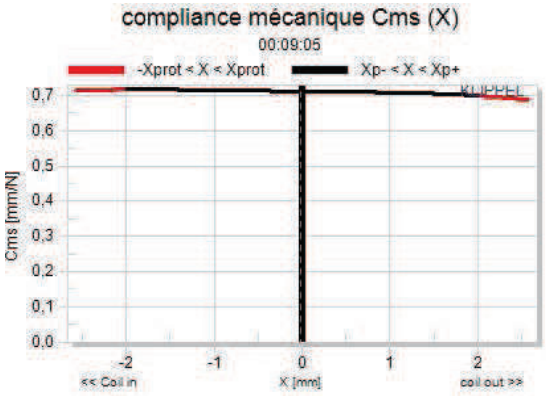


Figure III.6.k : $C_{ms}(x)$ – BPS8

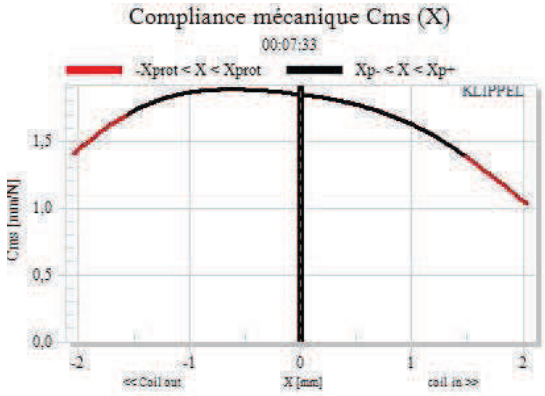


Figure III.6.l : $C_{ms}(x)$ – BPS8

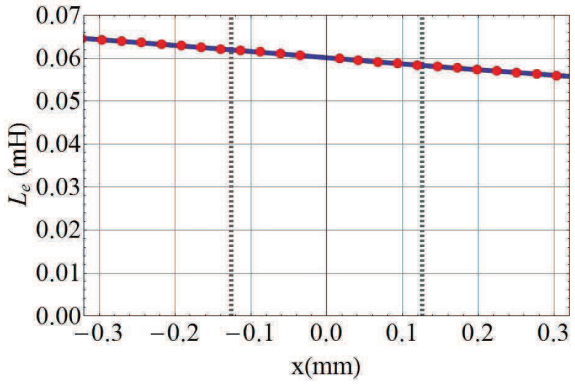


Figure III.6.m : $L_e(x)$ – STRU

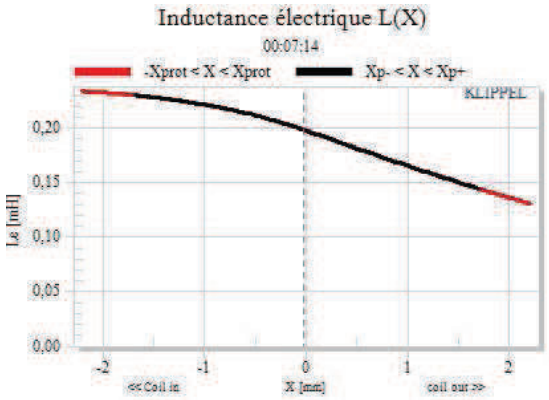


Figure III.6.n : $L_e(x)$ - PION

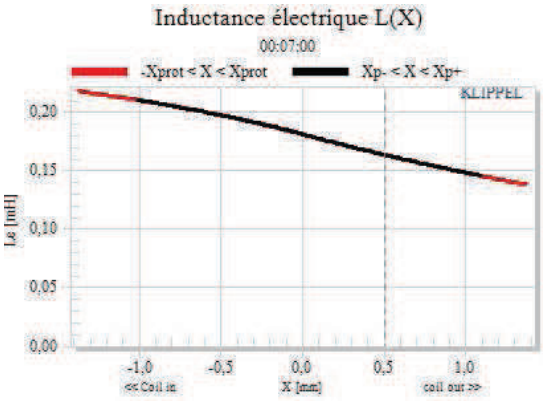


Figure III.6.o : $L_e(x)$ – KLIP

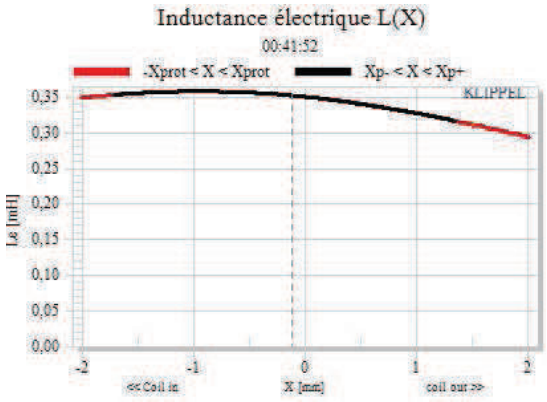


Figure III.6.p : $L_e(x)$ - MORE

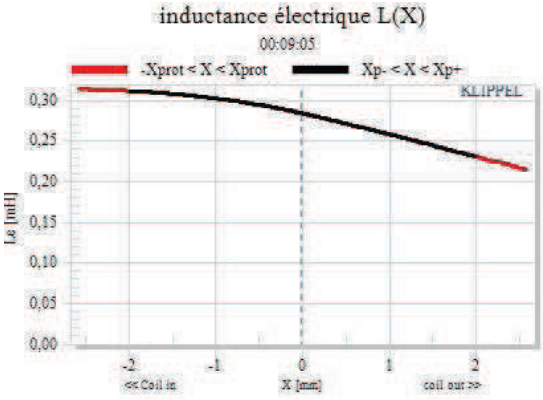


Figure III.6.q : $L_e(x)$ – BPS8

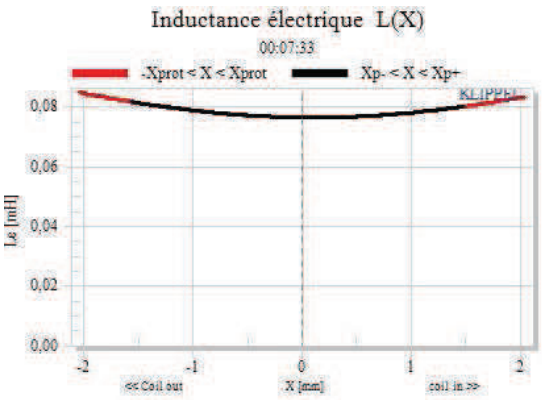


Figure III.6.r : $L_e(x)$ – BPS8

Figure III.6 : Variations des paramètres de base, caractérisées avec le banc de mesures Klippel®

4. Modèle non linéaire d'un haut-parleur électrodynamique réalisé avec Matlab/Simulink®

Simulink® est un environnement de type *Schéma-bloc*, pour la simulation multi-domaines et la conception par modélisation prédictive (*Model-Based Design*). Il comprend *System-Level Design*, le module de simulation, le programme d'automation et le module de test d'intégration continue. En outre, Simulink® constitue une plateforme de modélisation et de simulation de systèmes dynamiques. Ce progiciel offre un environnement de développement graphique assorti d'une bibliothèque de blocs qui permettent de simuler divers systèmes de contrôle, de communication, et de traitement des signaux.

Enfin, Simulink® est entièrement intégré à MATLAB, ce qui procure à l'ensemble une grande souplesse d'utilisation. Il permet de créer des modèles de " haut niveau" de performance avec une décomposition hiérarchique en blocs dédiés.

En élargissant les équations différentielles du modèle de Thiele & Small, une modélisation évolutive en temps réel peut être développée en termes de blocs opérationnels : additionneur, multiplicateur, dériveur, intégrateur, gain, Bloc-Fonction *etc*. Dans le cas particulier où le haut-parleur peut être considéré comme un modèle linéaire, tous les paramètres Thiele & Small présentés dans les équations différentielles peuvent être définis par des valeurs constantes considérées en termes d'invariants. Autrement, pour la modélisation non linéaire d'un haut-parleur, les paramètres représentatifs du comportement non linéaire peuvent être définis comme des fonctions dépendantes d'une variable spécifiée (par exemple dans ce cas le déplacement) [14]. En l'occurrence, ces paramètres sont présentés dans Simulink® par un bloc spécifique nommé "Bloc-Fonction ", utilisé pour la simulation et la pour génération de codes de calcul. Un tel bloc nous permet d'ajouter des algorithmes MATLAB écrits avec un sous-ensemble de fonctions prédéfinies au sein du progiciel afin d'intégrer le code MATLAB dans les modèles développés avec Simulink®. Le modèle non linéaire que nous avons développé repose sur le traitement des valeurs du déplacement instantané observées en tant que grandeurs données en retour, pour ensuite calculer en temps réel chacun des paramètres non linéaires.

4.1. Détail de la simulation

Un algorithme de résolution implicite pourvu d'un pas d'intégration variable et s'orientant vers la constante de temps la plus faible qui domine le comportement transitoire du système a été appliqué. Le choix de la méthode de résolution nommée **ode4s**, encore appelée *Runge-Kutta* d'ordre 4, se justifie par l'exploitation des résultats de simulation issus du modèle, avec un réglage fin applicable sur les différents paramètres du *solveur*, et cela dans différentes configurations de fonctionnement du modèle (analyse temporelle, analyse fréquentielle, variation des types et des grandeurs de sollicitations, comportement linéaire ou non linéaire).

4.2. Modèle du haut-parleur pour un mode de sollicitation en tension

Pour la modélisation d'un haut parleur sollicité en tension, les deux équations différentielles (relations **I.15** et **I.35**) sont d'abord associées, pour identifier ensuite le déplacement de l'équipage mobile **x(t)** ainsi que le courant passant dans la bobine **i(t)**. De cette manière, il est ensuite possible d'obtenir la vitesse **υ(t)** et l'accélération **a(t),** en dérivant de manière successive le signal de déplacement.

Le principe adopté consiste à comparer les distorsions non linéaires manifestées sur le courant et l'accélération afin de savoir si le comportement non linéaire de la partie électrique (représentée par le courant) obtient une même forme et un même niveau que la partie mécanique (représentée par l'accélération).

Le modèle non linéaire du haut-parleur que nous avons développé pour être implémenté sous Simulink®, est schématiquement représenté sur la figure **III.7**. La grandeur d'entrée est introduite en termes de tension, avant de calculer ensuite par bouclages successifs les signaux du courant, du déplacement, de la vitesse, et de l'accélération identifiés à la sortie du modèle. En outre, ce modèle prend en compte l'effet non linéaire de la force de réluctance (force solénoïde), à l'aide d'un Bloc-Fonction spécifique conduisant à la dérivée de la variation de l'inductance $\mathbf{L_e(x)}$, ainsi qu'un autre Bloc représentatif de la variation du frottement fluide $f_m(\upsilon)$ en fonction de la vitesse.

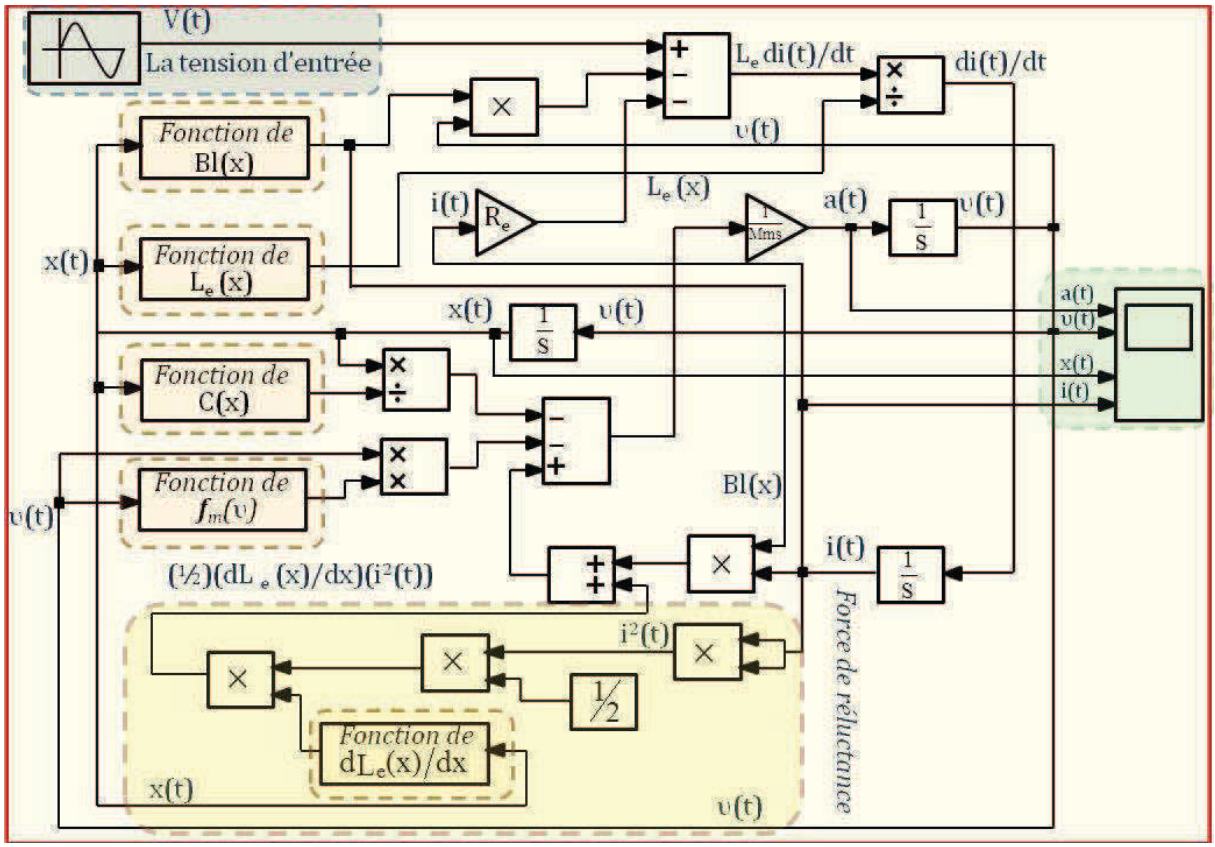


Figure III.7 : Modèle de haut-parleur non linéaire commandé en tension réalisé avec Simulink®

4.2.1. Méthode de sollicitation bitonale

Dans le but d'évaluer les effets non linéaires de chacune des variations des paramètres, leurs représentations polynomiales peuvent être introduites séparément dans le modèle, *via* des Blocs de Fonctions dédiés. Comme il a été expliqué dans le chapitre **II**, ces effets non linéaires sont à l'origine des harmoniques et des intermodulations générées dans les spectres du courant et ceux de l'accélération.

En conséquence, si l'on considère que les caractérisations des comportements non linéaires de la partie électrique sont définies par la non linéarité du courant, alors les simulations doivent montrer une forme de redondance entre le courant et l'accélération. Il est beaucoup plus aisé d'avoir à traiter des mesures de grandeurs électriques que des mesures acoustiques pour conduire l'étude des non linéarités d'un haut-parleur. En effet, pour effectuer des mesures acoustiques de qualité l'homme du métier est tributaire d'une salle anéchoïque, où la limitation d'accès et le coût jouent un rôle non négligeable.

Pour mettre en évidence la redondance d'informations entre les évolutions des grandeurs courant et accélération, le haut-parleur est sollicité par un signal de type bitonal. Ce dernier combine un premier ton choisi en basse fréquence (là où l'impédance avoisine la résistance morte), avec un second situé en haute fréquence, en gardant un rapport unitaire d'amplitude V_1:V_2 = 1:1, et en choisissant un rapport approximatif de fréquence $f_1 : f_2 = 1 : 10$. Un tel signal bitonal se présente sous la forme suivante :

$$V(t) = V_1 \cdot \sin(2\pi \cdot f_1 \cdot t) + V_2 \cdot \sin(2\pi \cdot f_2 \cdot t) \qquad \textbf{(III.4)}$$

Compte tenu des spécificités précédentes il importe maintenant de valider les éléments introduits dans notre modèle.

Le choix de l'amplitude des deux composantes fondamentales est dicté par la nécessité du respect des limites technologiques de chaque haut-parleur, en s'assurant de ne pas dépasser la puissance électrique maximum indiquée par le constructeur. Par mesure de sécurité, pour ne pas endommager le matériel lors de phases expérimentales, il importe d'abord de diviser les haut-parleurs considérés en plusieurs catégories. Ces catégories sont alors représentées sur le tableau **III.6**.

Catégorie des haut-parleurs	Référence	Plage de fréquence
Médium	KLIP, MORE	500 Hz-5 kHz
Micro haut-parleur	STRU	650 Hz-16 kHz
Micro haut-parleur MEMS	MCO1	20 Hz – 15 kHz
Large bande	PION	20 Hz- 20 kHz,
Boomer	BPS8	20 Hz – 500 Hz

Tableau III.6 : Catégorie et plage fréquentielle opérationnelle des transducteurs référencés

Un **haut-parleur de type *médium*** est un transducteur doté d'une membrane de taille moyenne, particulièrement adaptée à la restitution des sons situés dans la zone moyenne des fréquences audibles. Suivant sa conception et l'utilisation prévue, ce haut-parleur *médium* fonctionne dans une plage de fréquences globalement située entre 500 Hz et 5 kHz. Dans la construction d'une enceinte de haute-fidélité, la qualité du haut-parleur médium est primordiale car les sons qu'il a pour devoir de reproduire se trouvent dans la plage des fréquences auxquelles l'oreille humaine est la plus sensible [15]. La voix humaine ainsi que la plupart des instruments de musique (à part quelques exceptions comme le piano, l'orgue ou le piccolo) produisent habituellement des fréquences comprises entre 100 Hz et 4000 Hz.

Un **haut-parleur large bande** se définit comme un transducteur qui reproduit une partie aussi large que possible du spectre audible (de 20 Hz à 20 kHz). Il est, en principe, conçu pour être utilisé seul et non en association avec d'autres haut-parleurs spécialisés dans une partie du spectre audible, sa conception devant lui permettre de restituer aussi bien les sons graves que les aiguës [16]. Il apparaît que l'impédance d'un transducteur de cette catégorie n'augmente pas de manière trop significative dès qu'on passe le pic observé à la fréquence de résonance. Le haut-parleur en large bande est en fait le type le plus utilisé : on le trouve dans tous les équipements où le système acoustique est limité à une seule voie : récepteurs radio simples, appareils portables, et enceintes acoustiques à faible coût.

Un **micro-haut-parleur** est un haut-parleur miniature. Aujourd'hui, la grande majorité de ces micro-haut-parleurs se trouve dans les téléphones portables, les casques et les écouteurs. Les dimensions des micro-haut-parleurs restent inférieures à 20 mm × 15 mm de surface avec une épaisseur de 3 à 4 mm [17]. En comparaison avec les haut-parleurs classiques, c'est en majorité l'épaisseur du micro-haut-parleur qui conduit à une séparation structurelle vis-à-vis d'un haut-parleur classique. La limitation dimensionnelle oblige le constructeur à recourir à une architecture de bobinage plus plate, ainsi qu'à une seule suspension liée au diaphragme du micro-haut-parleur.

Un **micro-haut-parleur de MEMS (hybride ou non)** est un micro-haut-parleur impliquant une ou plusieurs procédures de micro fabrication, généralement réalisées en salle blanche. Dépôts de conducteurs et/ou de diélectriques, gravures, caractérisation *in situ* etc. Malgré la fragilité de certaines réalisations, les difficultés de développement d'enroulements planaires, la limitation technologique des gravures profondes avec une précision souhaitée, cette catégorie est en plein essor avec une concurrence très marquée entre les divers modes de réalisation de Micro-haut-parleurs [18,19,20,21,22].

La valeur de la puissance maximale électrique est déterminante pour le choix des amplitudes de V_1 et V_2 du signal bitonal. Les valeurs des tensions choisies doivent respecter obligatoirement cette puissance limite, avec pour V_1 et V_2 des valeurs égales afin de montrer la dégradation de l'amplitude du courant influencée par l'accroissement de l'impédance Z(f) avec la fréquence. Puisque l'accélération est proportionnelle au courant, le choix de tensions V_1 et V_2 d'égales valeurs montrera aussi la dégradation de l'accélération en fonction de la fréquence.

En termes d'exception vis-à-vis de ce dernier critère, nous avons commencé par effectuer nos simulations concernant le Micro-haut-parleur de Référence **STRU** en comparant notre modèle avec les travaux référencés par [1]. Les auteurs ayant choisi un signal bitonal affecté d'un rapport V_2 / V_1 fixé à 1/4, nous avons donc respecté la même approche. Le tableau **III.7** illustre les valeurs des tensions et des fréquences du signal bitonal pour chaque référence des transducteurs considérés.

Transducteur	Paramètres	unité	valeur
STRU	V_1	Vrms	0.667
	V_2	V	0.167
	f_1	Hz	541
	f_2	Hz	5447
PION KLIP MORE BPS8	V_1	Vrms	2
	V_2	Vrms	2
	f_1	Hz	541
	f_2	Hz	5447

Tableau III.7 : Valeurs des paramètres des signaux bitonaux de sollicitation en tension

Le signal bitonal est alors appliqué à l'entrée du modèle présenté sur la **figure III.7** à l'aide des deux blocs fonctionnels (" *Sine Block* "). Une fois le signal bitonal opérationnel en régime établi, les signaux de courant et d'accélération sont observés en sortie en fonction du temps. Une procédure de transformation de Fourier associée à Matlab® est alors mise ne œuvre afin de tracer les spectres fréquentiels de ces deux grandeurs. L'avantage de la méthode bitonale est de pouvoir comparer en même temps les amplitudes des harmoniques et celles des intermodulations traduisant les effets non linéaires [23,24]. Les spectres fréquentiels du courant et l'accélération étant calculés, les deux fréquences $\mathbf{f_1}$ et $\mathbf{f_2}$ se visualisent immédiatement par leurs *maxima* d'amplitudes dans l'intervalle fréquentiel de simulation. D'autre part, les distorsions non linéaires d'harmoniques et d'intermodulations apparaissent autour des deux fondamentales. L'objectif de ce type de simulation est de pouvoir quantifier les niveaux des distorsions non linéaires affectant le courant et l'accélération en décibels normalisés : Les grandeurs des amplitudes des composantes sont alors normalisées vis-à-vis de l'amplitude maximale qui se trouve sur $\mathbf{f_1}$. Ainsi, le fondamental relatif à $\mathbf{f_1}$ prend la valeur de référence **0 dB**. Initialement, chacun des polynômes représentatifs des fonctions de variation de chaque paramètre, est introduit dans le modèle un par un séparément. Ensuite, les spectres fréquentiels sont déterminés. Dans une même simulation, les distorsions en courant sont comparés avec les distorsions en accélération pour observer s'ils ont les mêmes formes et les mêmes niveaux de distorsion non linéaires. Ce chapitre vise à expliquer si, en s'appuyant sur les seules valeurs du courant, il est possible de résumer les comportements non linéaires du haut-parleur sollicité en tension, sans recourir aux mesures acoustiques.

4.2.2. Distorsions non linéaires causées par la variation du facteur de force $B_l(x)$

Dans le modèle réalisé, la valeur nominale du facteur de force $\mathbf{B_l}(x)$ est remplacée par sa fonction polynomiale pour chacun des haut-parleurs. Les autres paramètres gardent alors leurs valeurs nominales à la position de repos (x=0) dans le bloc Fonction. Les **figures III.8** et **III.9** présentent respectivement les spectres du courant et de l'accélération pour le micro-haut-parleur de référence **STRU**. A première vue, une différence significative apparaît entre les niveaux des distorsions non linéaires en courant et en accélération. En effet, les amplitudes des harmoniques et des intermodulations de l'accélération sont clairement plus élevées que celles du courant.

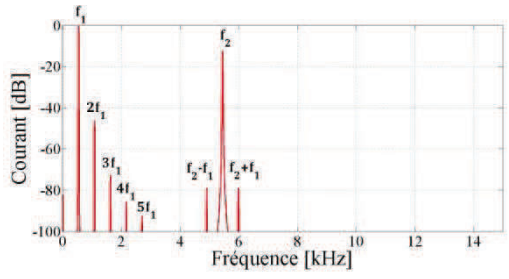


Figure III.8 : Spectre du courant de STRU représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

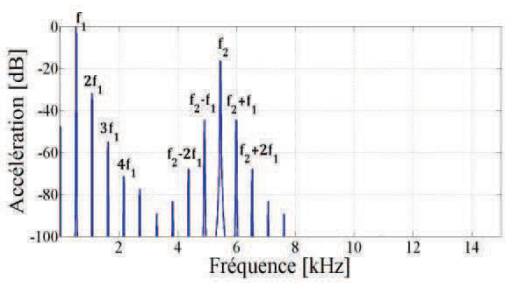


Figure III.9 : Spectre de l'accélération de STRU représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

La première harmonique, en $\mathbf{2f_1}$, se détecte avec un maximum d'amplitude situé entre les autres distorsions non linéaires pour les deux simulations. Les amplitudes des intermodulations en courant sont très faibles par rapport à la première harmonique. Dans l'échelle des spectres [**-100 .. 0**] dB du courant, seules les premières intermodulations $\mathbf{(f_1 \pm f_2)}$ émergent jusqu'à **-80** dB. En contrepartie, les intermodulations de l'accélération sont clairement marquées, et dans l'intervalle de **[-100 0]** dB, les amplitudes des premières intermodulations $\mathbf{(f_1 \pm f_2)}$ sont comparables avec celle de la première harmonique ($\mathbf{2.f_1}$) du spectre de l'accélération.

Conformément aux standards les autres transducteurs (**KLIP**, **PION**, **MORE** et **BPS8)** sont sollicités par des signaux bitonaux assortis de tensions (V_1 et V_2) d'égal niveau. Pour ces cas d'étude, les figures numérotées à **III.10** de **III.17** présentent l'ensemble des spectres du courant et de l'accélération. Ainsi, les signaux bitonaux présentés par la relation **III.4** et le tableau **III.7** sollicitent les transducteurs de référence qui leurs sont associés. Pour ces simulations aussi, des écarts considérables apparaissent entre les niveaux des distorsions non linéaires des spectres relatifs au courant et à l'accélération. Dans les spectres du courant on ne voit apparaître que la première harmonique. *A contrario*, dans le spectre relatif à l'accélération, on voit aussi apparaitre des intermodulations $\mathbf{IMD_2}$ (pour toutes les références) et $\mathbf{IMD_3}$ (pour les références **KLIP** et **PION**), ainsi que la deuxième harmonique $\mathbf{HD_3}$ (à part pour la référence **BSP8**). Sur les deux représentations spectrales, les amplitudes des fondamentales $\mathbf{B_2}$ (B comme Bitonal) en courant et en accélération, montrent une dégradation par rapport aux raies B_1, alors que dans le signal bitonal de l'entrée, les deux amplitudes de V_1 et V_2 sont d'égales amplitudes. De fait, cette dégradation est liée à l'effet d'augmentation de l'impédance $\mathbf{Z(f)}$ en fonction de la fréquence, compte tenu de la composante inductive de l'équipage mobile [25]. Pour toutes les références, à 5447 Hz (ce qui correspond à B_2), les impédances (figure **III.4**) sont augmentées. Là encore, l'inductance augmente en fonction de la fréquence. Donc, pour les deux tensions V_1 et V_2, les courants correspondants i_1 et i_2 définis par V_1/Z (f_1=541Hz) et V_2/Z (f_2=5447 Hz) ne sont pas égaux. En conséquence, les valeurs des accélérations, proportionnelles au courant, sont influencées par l'augmentation de l'impédance.

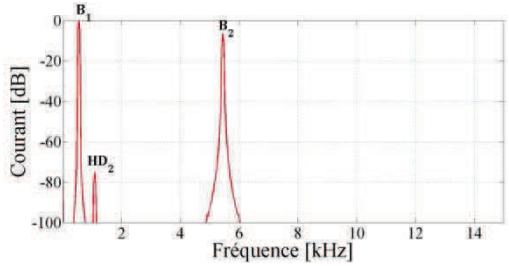


Figure III.10 : Spectre du courant de KLIP représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

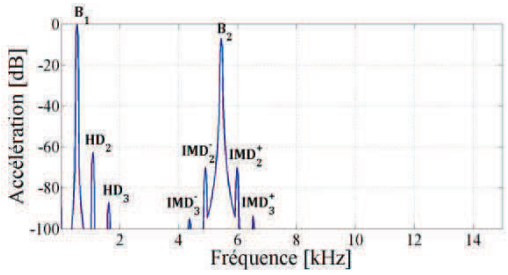


Figure III.11 : Spectre de l'accélération de KLIP représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

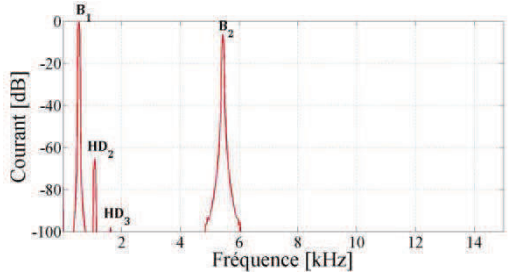


Figure III.12 : Spectre du courant de PION représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

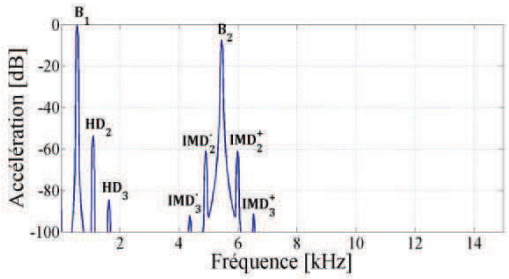


Figure III.13 : Spectre de l'accélération de PION représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

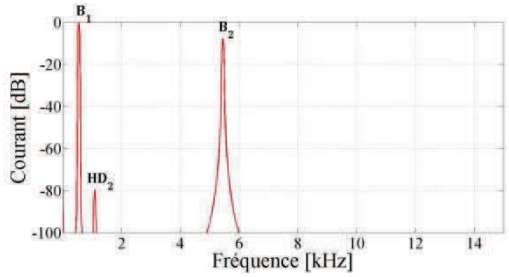


Figure III.14 : Spectre du courant de MORE représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

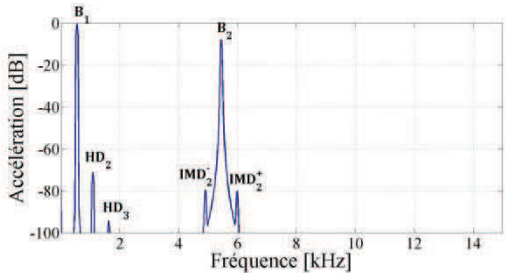


Figure III.15 : Spectre de l'accélération de MORE représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

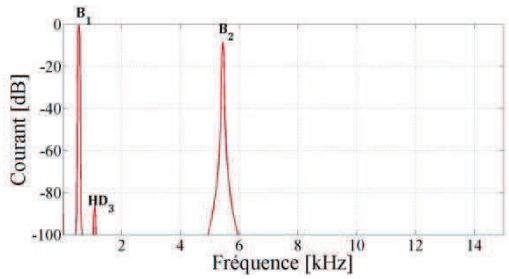


Figure III.16 : Spectre du courant de BPS8 représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

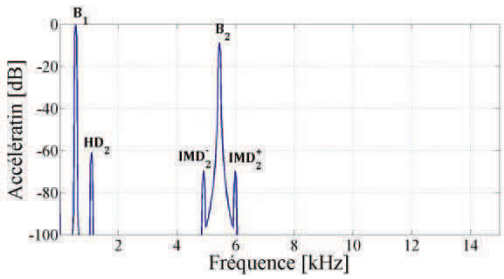


Figure III.17 : Spectre de l'accélération de BPS8 représentant les distorsions liées à $B_l(x)$

En conséquence, une observation comparative entre les comportements non linéaires liés aux variations du facteur de force $B_l(x)$ entre les haut-parleurs de types **KLIP** et **PION** et **MORE** montre un avantage significatif de la référence **MORE** en termes de non linéarité. En effet, pour un signal bitonal identique, les amplitudes des raies parasites (les harmoniques et les intermodulations) sont moins marquées, ce qui est logique compte tenu du rapport qualité prix de la référence **MORE**. Cette différence de comportement se justifie par l'allure des courbes de variations des facteurs de force $B_l(x)$. Enfin, la figure **III.6.d** montre un écart à la valeur nominale moins marqué pour la référence de **MORE**. La comparaison des spectres relatifs aux accélérations est résumée plus précisément au sein du **tableau III.8**.

Remarque : Dans cette étude comparative, la référence **BPS8** n'est pas commentée parce qu'un haut-parleur de type *boomer* n'est normalement prévu que pour un intervalle fréquentiel inférieur à 500 Hz. Ainsi, dans ce chapitre les simulations propres à ce transducteur ne portent sur l'objet qu'en tant qu'étude d'un système physique sans préjuger de son application acoustique.

Les raies de parasites en dB	Haut-parleur KLIP	Haut-parleur PION	Haut-parleur MORE
B_1	0	0	0
B_2	-7.19	-7.36	-7.68
HD_1	-62.75 dB	-53.68 dB	-71.11
HD_2	-87.08 dB	-84.50 dB	-94.14
IMD_2^-	-70.01 dB	-60.85 dB	-79.65
IMD_2^+	-70.00 dB	-60.88 dB	-79.88
IMD_3^-	-94.98 dB	-92.02 dB	Négligeable
IMD_3^+	-93.67 dB	-91.09 dB	Négligeable
THD%	0.07	0.2	0.03
IMD%	0.15	0.4	0.05

Tableau III.8 : Comparaison des spectres d'accélération des références KLIP, PION, et MORE

4.2.3. Distorsions non linéaires causées par la variation de la raideur $k_m(x)$ ou K(x)

En ce paragraphe, les mêmes procédures sont appliquées, mais vis-à-vis de la raideur $\boldsymbol{k_m(x)}$ du transducteur. En effet, on remplace la valeur nominale de la raideur par sa fonction polynomiale relative au déplacement, lors que les autres paramètres sont remplacés par leurs valeurs nominales au repos (x=0). Ainsi, les **figures III.18** et **III.19** présentent les spectres du courant et de l'accélération respectivement pour le micro-haut-parleur de référence **STRU**. Au regard comparatif entre ces deux figures, un écart entre les distorsions non linéaires du courant et de l'accélération est observable. Le spectre du courant montre l'absence d'intermodulations. Les trois raies qui correspondent à la première ($\mathbf{2f_1}$), deuxième ($\mathbf{3f_1}$) et troisième harmonique ($\mathbf{4f_2}$) présentent des amplitudes inférieures à **-60** dB.

A contrario, dans la simulation relative au spectre d'accélération, les raies d'intermodulations en ($\mathbf{f_1 \pm f_2}$) et ($\mathbf{f_1 \pm 2f_2}$) émergent, ainsi que la quatrième composante harmonique ($\mathbf{5f_1}$).

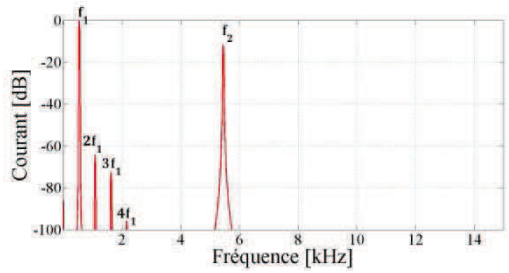


Figure III.18 : Spectre du courant de STRU représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

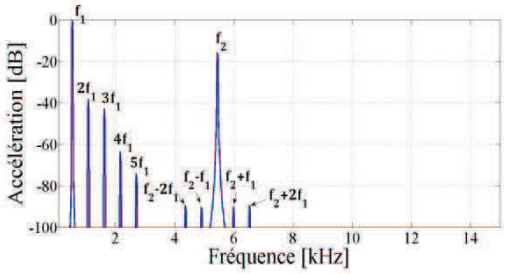


Figure III.19 : Spectre de l'accélération de STRU représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

Les figures précédentes montrent que les distorsions associées à l'accélération sont effectivement plus importantes que les distorsions en courant pour le micro-haut-parleur noté **STRU**.

Les figures suivantes, numérotées de **III.20** de **III.27**, présentent les spectres du courant et de l'accélération pour les haut-parleurs de référence **KLIP**, **PION**, **MORE** et **BPS8** influencés par la variation de leur raideur en fonction du déplacement.

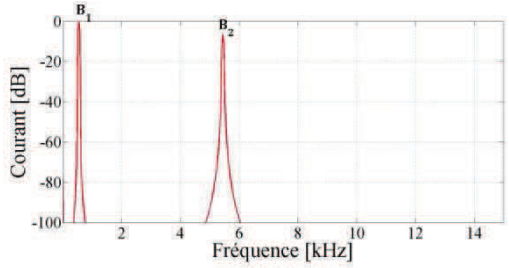


Figure III.20 : Spectre du courant de KLIP représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

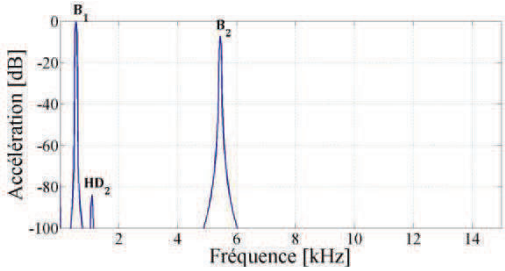


Figure III.21 : Spectre de l'accélération de KLIP représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

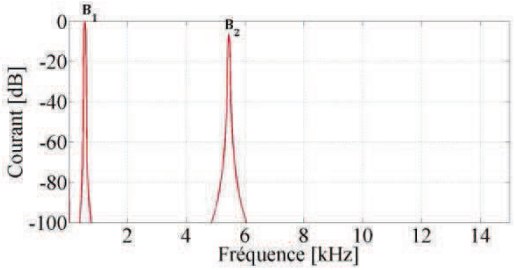


Figure III.22 : Spectre du courant de PION représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

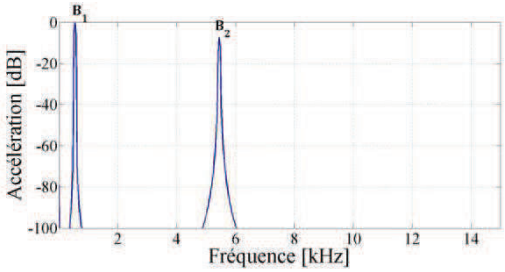


Figure III.23 : Spectre de l'accélération de PION représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

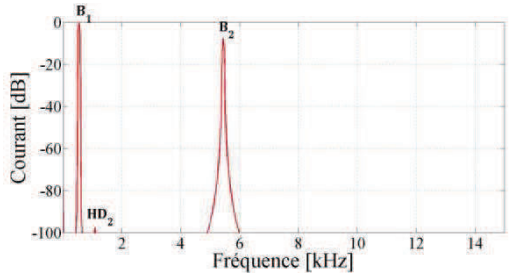


Figure III.24 : Spectre du courant de MORE représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

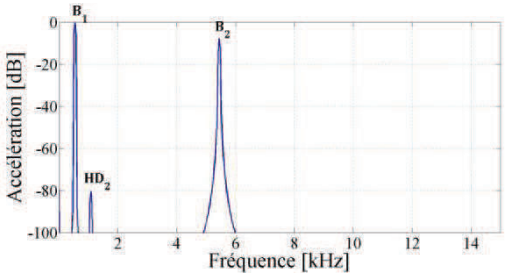


Figure III.25 : Spectre de l'accélération de MORE représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

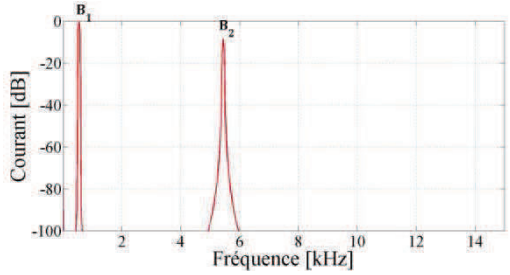


Figure III.26 : Spectre du courant de BPS8 représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

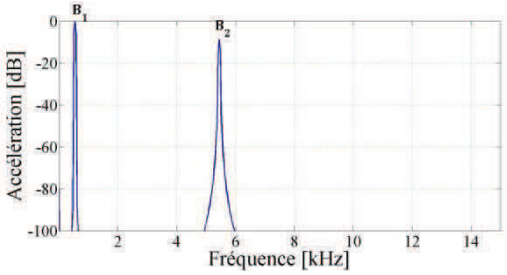


Figure III.27 : Spectre de l'accélération de BPS8 représentant les distorsions liées à $k_m(x)$

Les spectres du courant et de l'accélération liés aux variations de la raideur $\boldsymbol{k_m(x)}$ des haut-parleurs de référence ne contiennent quasiment pas de distorsions non linéaires. Toutefois, l'apparition de la première harmonique HD_2 est à noter dans le spectre de l'accélération des haut-parleurs **PION** et **MORE**. Cette harmonique atteint une amplitude inférieur de -80 dB ce qui reste encore loin du seuil audible. Ces résultats justifient l'absence de variations importantes sur les courbes de la raideur en fonction du déplacement pour les références **KLIP** et **BPS8**. Ce dernier point peut d'autre part être corroboré en regardant les courbes de variations de la compliance relatives à la figure **III.6**.

4.2.4. Distorsions non linéaires causées par la variation de l'inductance $L_e(x)$

Les distorsions non linéaires causées par la variation de l'inductance se traduisent par deux mécanismes pour un transducteur sollicité en mode tension [26]. D'abord, les variations de l'inductance peuvent créer des distorsions non linéaires en elles-mêmes. De plus, la variation de l'inductance introduit un terme non linéaire dans l'équation différentielle mécanique du haut-parleur. Ce terme est influencé de manière très significative par la valeur du courant concernant la force solénoïde (ou encore force de reluctance), telle que nous l'avons étudiée au premier et deuxième chapitre. Un bloc de fonction est prévu pour la variation de l'inductance $L_e(x)$, et par conséquent le terme de la force solénoïde est aussi rajouté sur le modèle du haut-parleur à l'aide d'un bloc de fonction qui définit la fonction de la dérivée de l'inductance par rapport au déplacement. En remplaçant la valeur constante nominale par le polynôme, le bloc qui définit la force de reluctance devient activé et donc les effets de cette force parasite se manifestent dans les résultats de la simulation. La même méthode d'étude que celles observées précédemment est appliquée pour présenter les spectres fréquentiels du courant de l'accélération.

Contrairement aux simulations précédentes concernant le micro-haut-parleur **STRU**, le spectre du courant représenté sur la figure **III.28**, et le spectre de l'accélération (figure **III.29**) justifient approximativement de mêmes niveaux de distorsion. En effet, l'amplitude de la première harmonique $\mathbf{2f_1}$ et celle de la première intermodulation $\mathbf{f_2 \pm f_1}$ atteignent des valeurs proches dans les deux spectres.

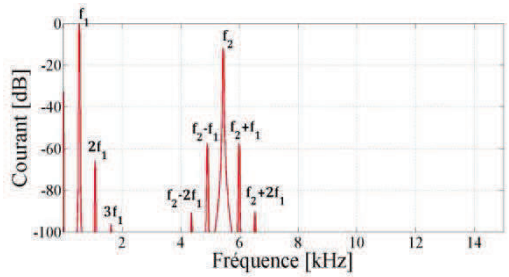


Figure III.28 : Spectre du courant de STRU représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

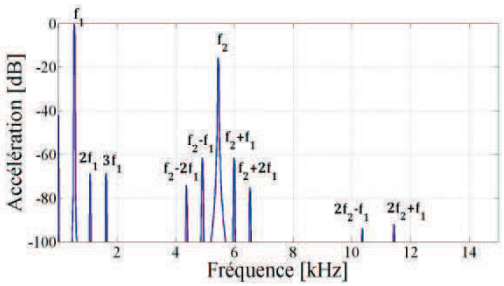


Figure III.29 : Spectre de l'accélération de STRU représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

Les valeurs des paramètres de Thiele & Small, pour les références **KLIP, PION,** et BPS8 présentées au sein du tableau **III.4**, ainsi que leurs variations polynomiales illustrées sur la figure **III.6**, montrent des comportements quasi identiques. Ces derniers sont vérifiés aussi pour la variation de l'inductance considérant les figures numérotées de **III.30** à **III.33**.

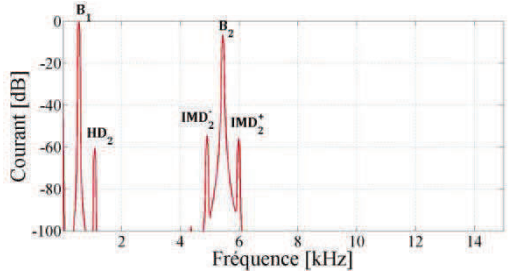


Figure III.30 : Spectre du courant de KLIP représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

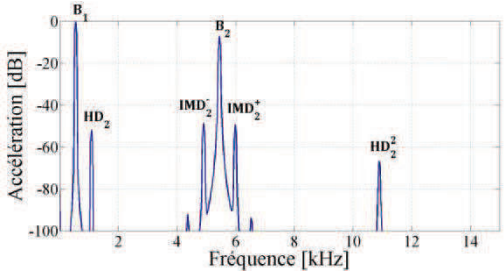


Figure III.31 : Spectre de l'accélération de KLIP représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

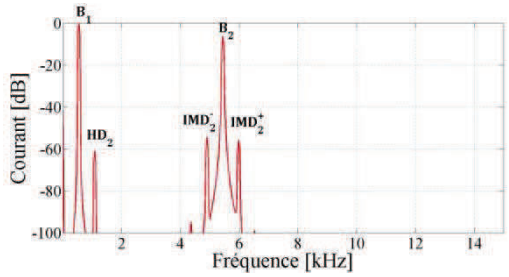


Figure III.32 : Spectre du courant de PION représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

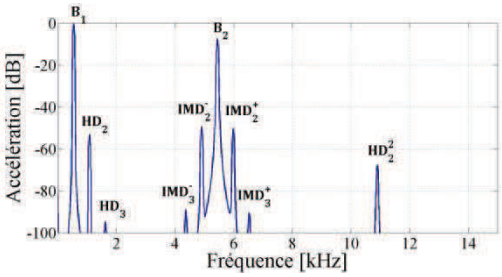


Figure III.33 : Spectre de l'accélération de PION représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

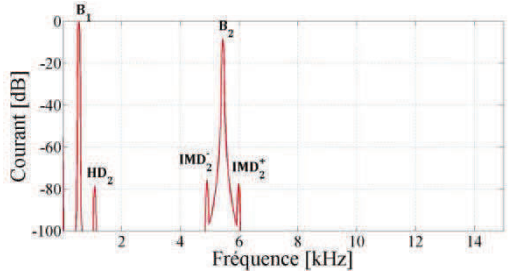


Figure III.34 : Spectre du courant de BPS8 représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

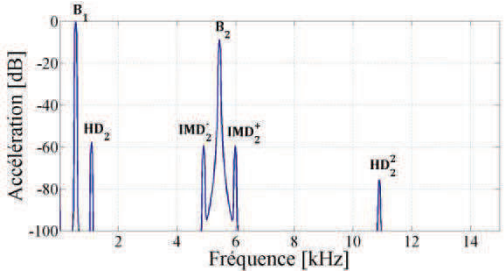


Figure III.35 : Spectre de l'accélération de BPS8 représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

La première remarque relative aux spectres des accélérations se rapporte aux amplitudes des raies parasites. En effet, la variation de l'inductance ajoutée à la force solénoïde crée des harmoniques et des intermodulations plus significatives par rapport aux autres variations étudiées précédemment ($\mathbf{B_l}(x)$ et $\boldsymbol{k_m}(\mathbf{x})$) concernant ces références. Les signaux bitonaux de sollicitation en tension créent des déplacements inférieurs à ±0.05 mm. Dans cet intervalle de déplacement, pour les références de **KLIP**, **PION** et **BPS8**, les taux d'imparité liés aux déformations de l'inductance sont quasiment de 100%, ce qui signifie des courbes complètement asymétriques. Par conséquent, la force solénoïde, d'une part est proportionnelle à la dérivée de l'inductance, et d'autre part au carré de la valeur du courant : Puisque cette force parasite est quadratique dans le membre de gauche, et que l'influence non linéaire de cette force est marquée à deux fois la fréquence fondamentale ($2f_1$ et $2f_2$ pour les harmoniques), alors, en supposant une variation de l'inductance asymétrique marquée par une pente considérable (comme avec les références **KLIP, PION** et **BPS8)**, avec un courant élevé dans la bobine (ici supérieur de 700 mA pour chaque fréquence), et en outre un intervalle de déplacement très faible (ici inférieur à 50 µm), nous pouvons dire que dans ce cas, l'effet non linéaire le plus important dans le système correspond à la force solénoïde. Le symptôme assez original rencontré avec les figures précédentes est lié à l'émergence de la première harmonique de la deuxième fréquence ($\mathbf{2f_2}$), ce qui justifie l'effet de la force solénoïde lors que le courant est élevé et que la courbe de l'inductance est complètement asymétrique.

Pour le transducteur de référence **MORE** les spectres sont représentés sur les figures suivantes.

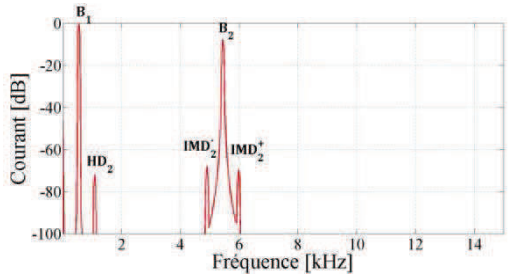


Figure III.36 : Spectre du courant de MORE représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

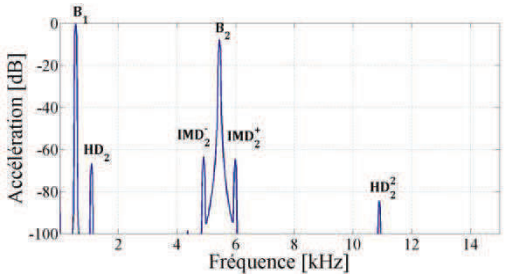


Figure III.37 : Spectre de l'accélération de MORE représentant les distorsions liées à $L_e(x)$

Concernant ce cas, nous voyons clairement que les amplitudes des raies parasites sont moins considérables comparées aux références **PION** et **KLIP**. La raison est simplement directement liée à la courbe de la variation de l'inductance présentée sur la figure **III.6.p**. Cette courbe, très proche du cas symétrique, présente un faible écart à la valeur nominale dans l'intervalle de fonctionnement gouverné par la tension bitonale de sollicitation. Dans ce paragraphe aussi, le comportement non linéaire observable sur le spectre de courant pour toutes les références est moins significatif qu'avec la grandeur physique d'accélération.

Les tableaux **III.9.a et b** montrent une comparaison des valeurs des paramètres THD% et IMD% entre les spectres du courant et ceux de l'accélération.

	Spectre du courant pour KLIP	**Spectre de l'accélération pour KLIP**	**Spectre du courant pour PION**	**Spectre de l'accélération pour PION**
THD%	0.07	0.09	0.07	0.09
IMD%	0.5	0.8	0.5	0.8

Tableau III.9.a : Valeurs des caractéristiques de THD% et IMD% liées aux variations de l'inductance des références KLIP et PION

	Spectre du courant pour MORE	Spectre de l'accélération pour MORE	Spectre du courant pour BPS8	Spectre de l'accélération pour BPS8
THD%	0.02	0.02	9.33×10^{-3}	9.33×10^{-3}
IMD%	0.17	0.18	0.08	0.08

Tableau III.9.b : Valeurs des caractéristiques de THD% et IMD% liées aux variations de l'inductance des références MORE et BPS8

4.2.5. Introduction de variations simultanées des paramètres ($B_l(x)$, $k_m(x)$ et $L_e(x)$)

Pour dégager une conclusion quant aux modèles de haut-parleurs sollicités en tension, il convient maintenant de conduire une étude portant sur les variations de tous les paramètres non linéaires introduits dans le modèle compte tenu de leurs polynômes.

Pour l'ensemble des haut-parleurs considérés, les spectres du courant et de l'accélération sont maintenant simulés. En cette circonstance, les spectres fréquentiels du courant et de l'accélération présentent des comportements non linéaires de haut-parleurs théoriquement semblables à la réalité.

Les figures numérotées de **III.38** à **III.47** montrent les spectres associés à toutes les catégories.

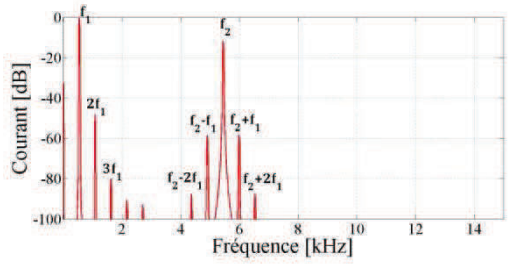


Figure III.38 : Spectre du courant non linéaire de STRU lié à toutes les variations

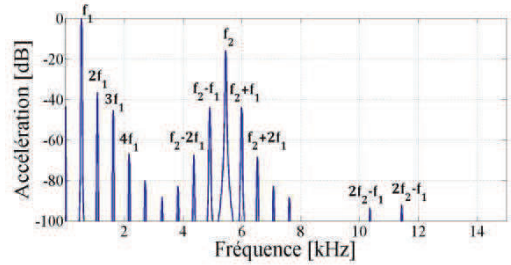


Figure III.39 : Spectre de l'accélération non linéaire de STRU liée à toutes les variations

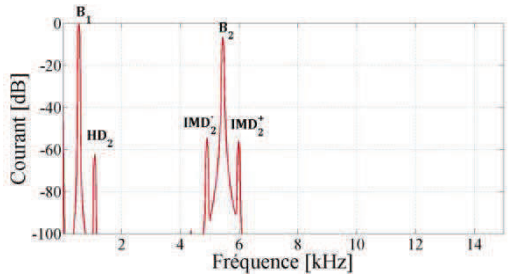


Figure III.40 : Spectre du courant non linéaire de KLIP lié à toutes les variations

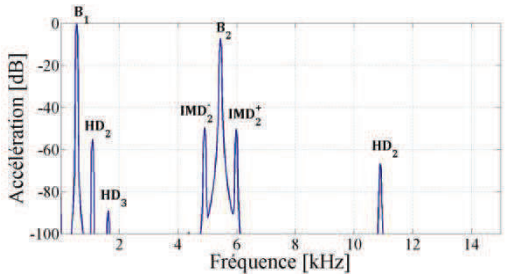


Figure III.41 : Spectre de l'accélération non linéaire de KLIP liée à toutes les variations

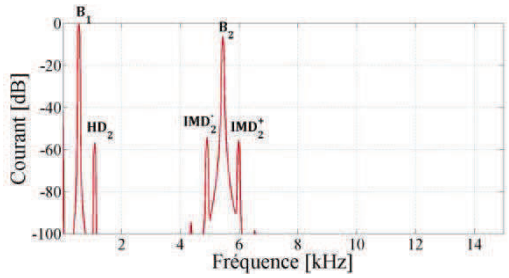


Figure III.42 : Spectre du courant non linéaire de PION lié à toutes les variations

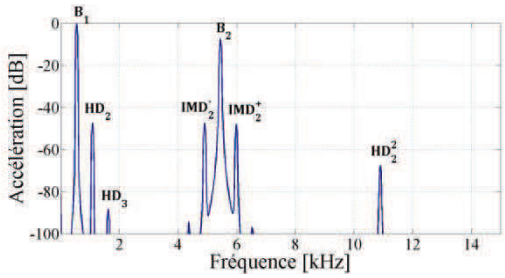


Figure III.43 : Spectre de l'accélération non linéaire de PION liée à toutes les variations

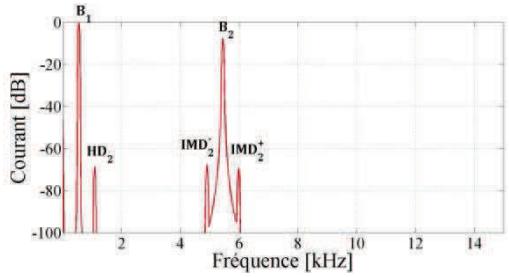


Figure III.44 : Spectre du courant non linéaire de MORE lié à toutes les variations

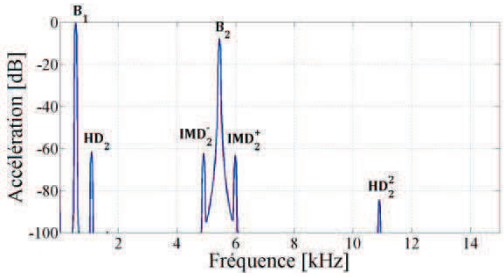


Figure III.45 : Spectre de l'accélération non linéaire de MORE liée à toutes les variations

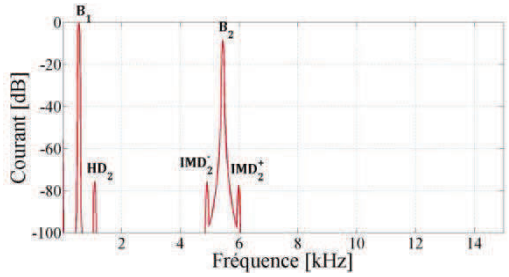


Figure III.46 : Spectre du courant non linéaire de BPS8 lié à toutes les variations

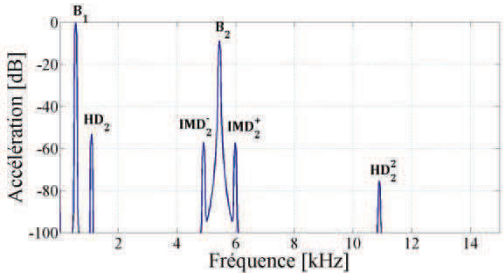


Figure III.47 : Spectre de l'accélération non linéaire de BPS8 liée à toutes les variations

Au regard de ces éléments la comparaison entre les spectres du courant et de l'accélération fait apparaître une différence quelque fois significative au niveau des distorsions non linéaires. En fait, ces écarts sont plus marqués pour la catégorie des micro-haut-parleurs. *A contrario* la catégorie des haut-parleurs médiums et large bande présente une différence moins significative entre le spectre du courant et de l'accélération. Il semble ainsi ressortir le fait que, pour un haut-parleur de qualité, les distorsions non linéaires présentées en courant et en accélération sont quasiment identiques, vraisemblablement en raison des matériaux mis en œuvre.

4.3 Modèle du haut-parleur pour un mode de sollicitation en courant

La relation différentielle mécanique fondamentale du haut-parleur (relation **I.15**) montre la liaison entre le courant de sollicitation et le déplacement de l'équipage mobile d'un haut-parleur. Le modèle est donc agencé en conséquence.

En premier lieu, l'expression du courant est mis en place : Ensuite, à l'aide de la fonction transfert, les grandeurs mécaniques de déplacement **x(t)**, de la vitesse **υ(t)**, et de l'accélération **a(t)** du diaphragme mobile sont identifiées. Ainsi, un haut-parleur piloté par une sollicitation en courant est tout simplement introduit comme un système non linéaire, à l'aide de son équation différentielle mécanique. La propriété d'indépendance de la variation de l'impédance souligne l'avantage du principe de mode de pilotage en courant. De fait, tous les effets qui correspondent aux forces électromotrices induites par la traversée d'une charge non linéaire susceptibles d'influencer la valeur du courant sont éliminés : subséquemment, le courant reste totalement indépendant de l'impédance non linéaire du haut-parleur. Ce mode de commande nous permet donc physiquement de réduire les distorsions non linéaires [25]. Le modèle développé, pour rendre compte du comportement du haut-parleur piloté en courant, est présenté sur la figure **III.48**.

La force de réluctance est disposée dans le modèle à l'aide du bloc de fonction noté $\mathbf{dL_e(x)/dx}$ ainsi que l'action du frottement fluide $f_m(\upsilon)$. Une option (en termes de contingence) est rajoutée dans le but de simuler la tension aux bornes du haut-parleur. Cette option est souvent désactivée sauf à la demande de l'opérateur (pour une éventuelle application métrologique ou de correction *feedback*).

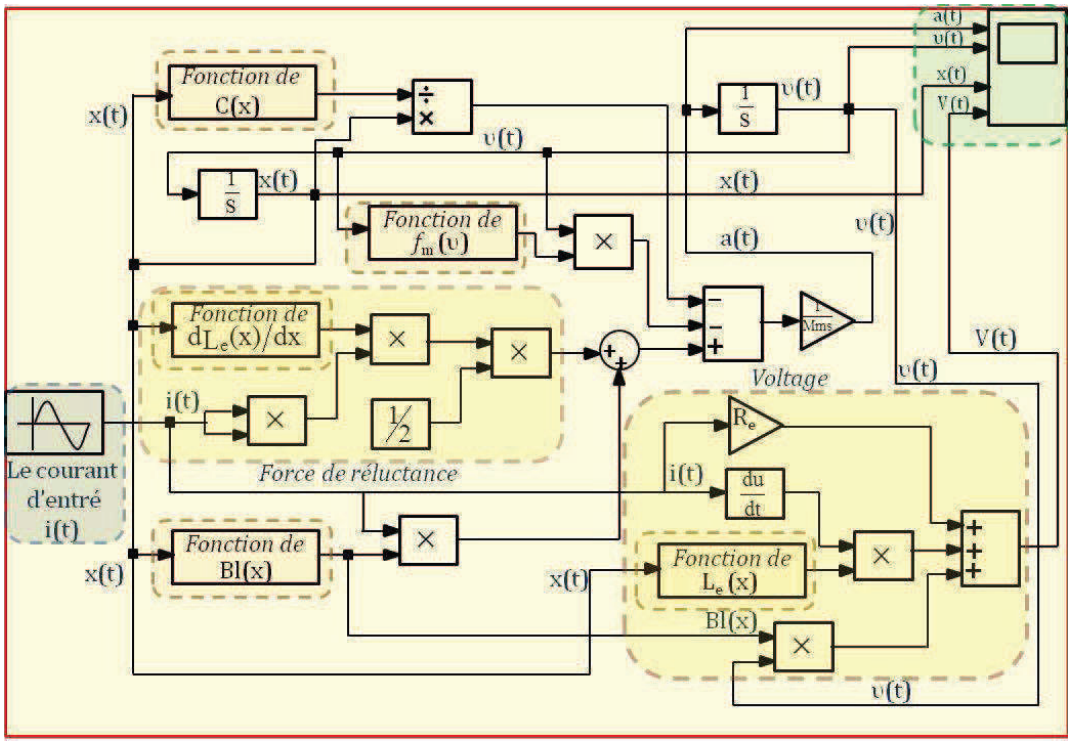


Figure III.48 : Modèle descriptif d'un haut-parleur non linéaire commandé en courant développé à l'aide du progiciel Simulink®

La même méthode d'excitation bitonale que celle appliquée pour le modèle commandé en tension est utilisée pour ce modèle de haut-parleur sollicité en courant. Le signal bitonal s'exprime :

$$I(t) = I_1 \cdot \sin(2\pi \cdot f_1 \cdot t) + I_2 \cdot \sin(2\pi \cdot f_2 \cdot t) \qquad \textbf{(III.5)}$$

La même méthodologie est respectée pour régler les amplitudes des courants $\mathbf{I_1}$ et $\mathbf{I_2}$ afin d'accéder aux mêmes grandeurs en puissance électrique (calculés pour la sollicitation en tension) pour chacun des haut-parleurs associés. En effet, pour chaque catégorie des haut-parleurs, les tensions V_1 et V_2 se divisent par la valeur nominale de $\mathbf{R_e}$ afin de calculer les valeurs des courants $\mathbf{I_1}$ et $\mathbf{I_2}$.

Le tableau **III.10** présente les grandeurs du signal bitonal noté I(t), pour chacun des haut-parleurs commandés en courant.

Haut-parleur	Paramètres	unité	valeur
STRU	I_1	mA	29.73
	I_2	mA	7.43
	f_1	Hz	541
	f_2	Hz	5447
KLIP	I_1	mA	881
	I_2	mA	881
	f_1	Hz	541
	f_2	Hz	5447
PION	I_1	mA	775
	I_2	mA	775
	f_1	Hz	541
	f_2	Hz	5447

MORE	I_1	mA	523
	I_2	mA	523
	f_1	Hz	541
	f_2	Hz	5447
BPS8	I_1	mA	744
	I_2	mA	744
	f_1	Hz	541
	f_2	Hz	5447

Tableau III.10 : Valeurs des paramètres associés au signal bitonal du courant

Les mêmes procédures que celles appliquées précédemment sont vérifiées pour cet agencement, dans le but de valider le bon fonctionnement du modèle et de déterminer et quantifier les effets non linéaires associés à chacune des variations du groupe de paramètres [$\mathbf{B_l(x)}$, $\boldsymbol{k_m}\mathbf{(x)}$, $\mathbf{L_e(x)}$].

4.3.1 Distorsions non linéaires causées par la variation du facteur de force $B_l(x)$

De la même manière que précédemment, le signal bitonal représentatif du courant sollicitant chaque haut-parleur est virtuellement connecté à l'entrée. Ensuite, la fonction polynomiale représentant la variation du facteur de force est activée. En conséquence, les figures numérotées de **III.49** à **III.52** présentent les spectres de l'accélération pour toutes les références prises en considération.

Remarque : Dans les parties de l'étude correspondant aux modélisations des effets non linéaires des haut-parleurs sollicités en courant, les spectres du courant restent toujours linéaire, car le courant en tant que grandeur d'entrée bitonale résulte de composants linéaire (blocs de Sinus) dans l'environnement de Simulink®. Ainsi, dans cette phase de simulation, nous ne les présentons pas. D'autre part, les spectres des accélérations relatifs au mode de sollicitation en courant sont systématiquement comparés avec les spectres équivalents pour le mode en tension. Cette dernière façon de procéder nous permet de justifier les avantages de la sollicitation en courant.

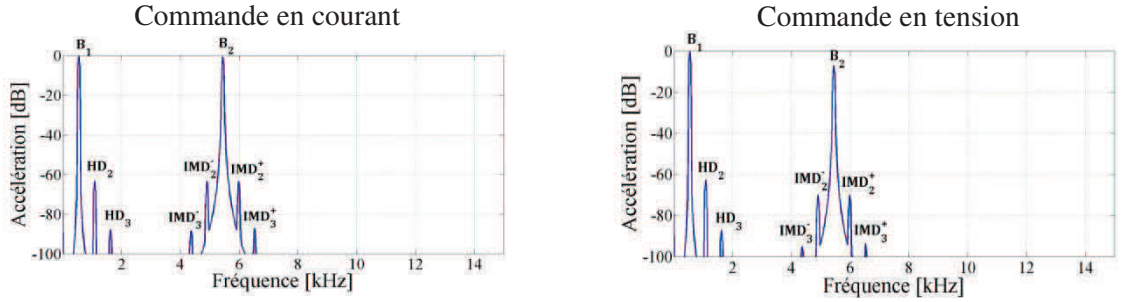


Figure III.49 : Spectre de l'accélération de la référence KLIP lié aux défauts de $B_l(x)$

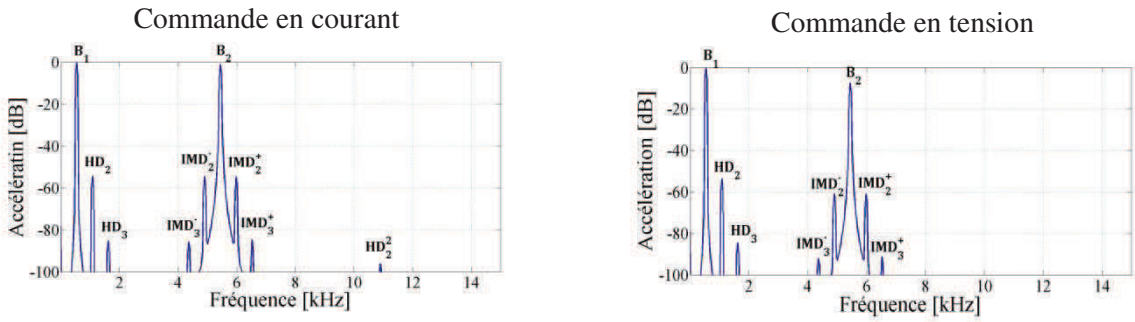
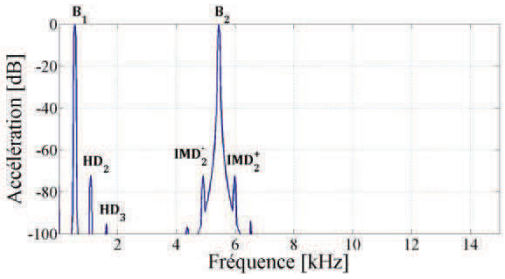


Figure III.50 : Spectre de l'accélération de la référence PION lié aux défauts de $B_l(x)$

Commande en courant



Commande en tension

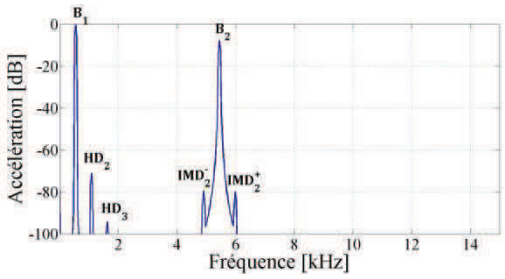
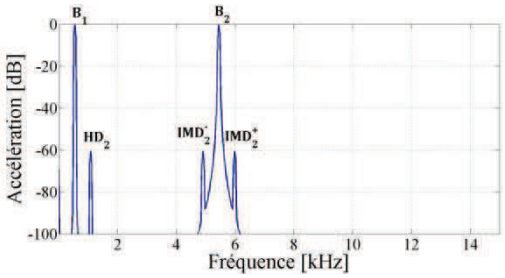


Figure III.51 : Spectre de l'accélération de la référence MORE lié aux défauts de $B_l(x)$

Commande en courant



Commande en tension

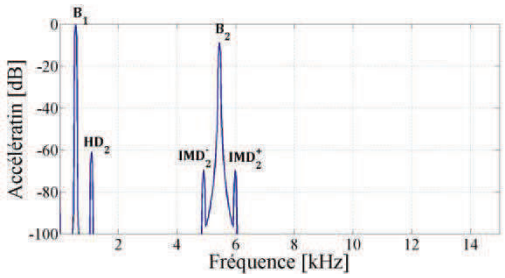


Figure III.52 : Spectre de l'accélération de la référence BPS8 lié aux défauts de $B_l(x)$

Pour tous les haut-parleurs étudiés, par rapport au mode en tension, l'amplitude de l'accélération en $\mathbf{B_2}$ ($\mathbf{f_2}$) est augmentée d'environ **7 dB** : Ainsi, il est clair qu'en mode de sollicitation par le courant, la puissance acoustique (proportionnelle à l'accélération), sur la fréquence élevée 5447 Hz du signal bitonal ne se dégrade pas. De fait, comme nous l'avons souligné au premier chapitre, la sollicitation en courant élimine la dépendance du courant vis-à-vis de l'impédance électrique dont la valeur augmente en fonction de la fréquence.

Le tableau **III.11** compare les amplitudes des distorsions non linéaires en accélération sur les haut-parleurs sollicités, d'une part en tension, et d'autre part en courant.

	Haut-parleur KLIP		**Haut-parleur PION**		**Haut-parleur MORE**	
Fréquence	Commande en courant	Commande en tension	Commande en courant	Commande en tension	Commande en courant	Commande en tension
$f_2 : B_2$	-0.61	-7.2	-1.03	-7.36	-0.22	-7.68
$IMD_1^- : f_2 - f_1$	-63.43	-70.01	-54.56	-60.85	-72.35	-79.65
$IMD_1^+ : f_2 + f_1$	-63.39	-70	-54.58	-60.88	-72.26	-79.88
$IMD_2^- : f_2 - 2f_1$	-88.27	-94.98	-85.64	-92.02	-96.78	négligeable
$IMD_2^- : f_2 + 2f_1$	-86.96	-93.67	-84.70	-91.10	-93.91	négligeable
HD_2	-63.3	-62.75	-54.03	-53.68	-72.34	-71.11
HD_3	-87.61	-87.08	-84.39	-84.50	-95.37	-94.14
THD%	0.07	0.07	0.2	0.2	0.026	0.029
IMD%	0.14	0.15	0.4	0.4	0.05	0.05

Tableau III.11 : Comparaison des spectres du courant et de l'accélération pour les références de transducteurs KLIP, PION et MORE

En observant les valeurs des grandeurs THD% et IMD% compilées dans le tableau **III.11**, il apparaît une relation d'égalité entre les niveaux de distorsions non linéaires considérant les modes de sollicitation en courant et en tension. Vis-à-vis de ces simulations, le coté avantageux de la sollicitation en courant ne réside pas dans une éventuelle diminution du niveau des distorsions non linéaires, mais plutôt dans le fait de maintenir l'amplitude de la raie B_2 au même niveau que B_1. De fait, en mode tension, la raie B_2 perd à peu près **7 dB** par rapport son niveau d'équivalence B_2 observé en mode courant.

Pour la référence notée **STRU,** malgré les avantages intrinsèques de la sollicitation en courant, les mêmes comportements non linéaires sont observés pour chacun des termes non linéaires, comme dans le cas du pilotage en tension, ce qui souligne les limites de cette structure de micro haut-parleur en tant que transducteur électrodynamique [1].

La figure **III.53** présente une superposition des tracés de l'accélération résultant d'une sollicitation considérée soit en tension (en rouge) soit en courant (en bleu), pour cette structure de micro-haut-parleur. Ainsi, la figure montre que pour ce dispositif sollicité, soit en tension, soit en courant, avec une puissance électrique de 13 mW dans la bande audible, les courbes de l'accélération représentative du niveau sonore généré présentent un même comportement.

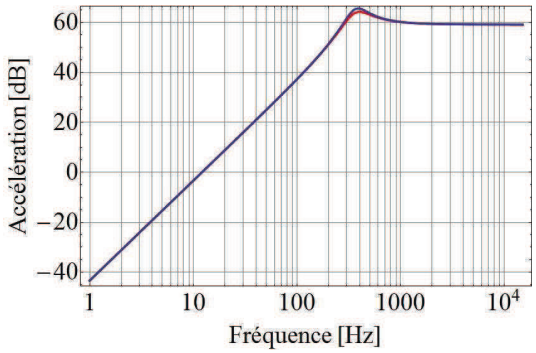


Figure III.53 : Valeurs des accélérations en fonction de la fréquence pour la référence STRU pour des sollicitations en courant (tracé en bleu) et en tension (tracé en rouge)

Ainsi la figure **III.53** présente une quasi superposition des courbes de l'accélération résultant des sollicitations en tension et en courant. Toutefois, autour de la fréquence de résonance un écart entre les deux comportements peut être observé, bien que minimisé par la représentation logarithmique. Cet écart est totalement logique, comme nous l'avons discuté au sein du premier chapitre : En effet, pour le mode courant, l'intensité traversant l'équipage mobile du haut-parleur ne bénéficie pas de l'amortissement naturel lié à l'impédance motionnelle [41,42,43] résultant de la sollicitation en mode tension : Dans ce dernier cas, le courant diminue très sensiblement autour de la fréquence de résonance. Puisque l'accélération de la bobine du haut-parleur est proportionnelle au courant, en l'absence d'une solution de filtrage dédiée, la valeur de l'accélération autour de la fréquence de résonance est systématiquement plus élevée en mode courant qu'en mode tension. Dans ce cas, l'une des stratégies pour illustrer les avantages de la sollicitation en courant peut consister à adapter en chaque point du spectre la puissance électrique d'excitation.

4.3.2 Distorsions non linéaires introduites par la variation de la raideur $k_m(x)$

En premier lieu, les fonctions polynomiales représentatives des variations de la raideur sont introduites dans les modèles associés aux transducteurs de référence. Ensuite, ces modèles sont assujettis aux sollicitations bitonales en courant, dont les paramètres sont précisés par la relation **III.5** compte tenu des éléments du tableau **III.10**. En conséquence, les figures numérotées de **III.54** à **III.57** illustrent les spectres de l'accélération liés aux variations de la raideur.

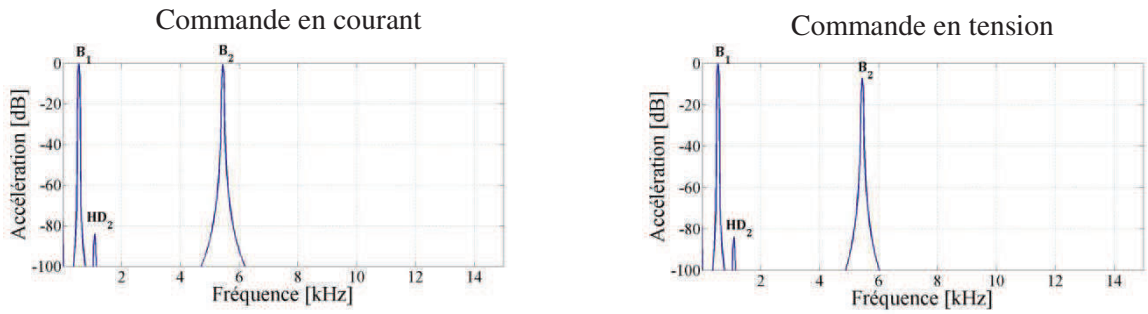


Figure III.54 : Spectres de l'accélération de la référence KLIP vis-à-vis des défauts liés à $k_m(x)$

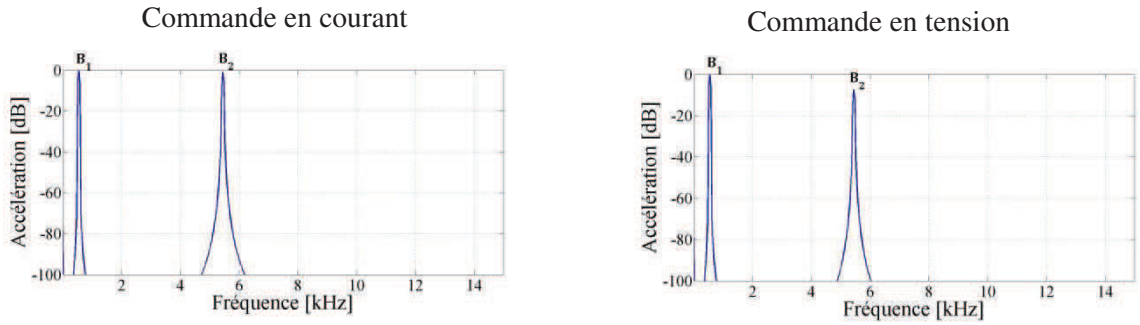


Figure III.55 : Spectres de l'accélération de la référence PION vis-à-vis des défauts liés à $k_m(x)$

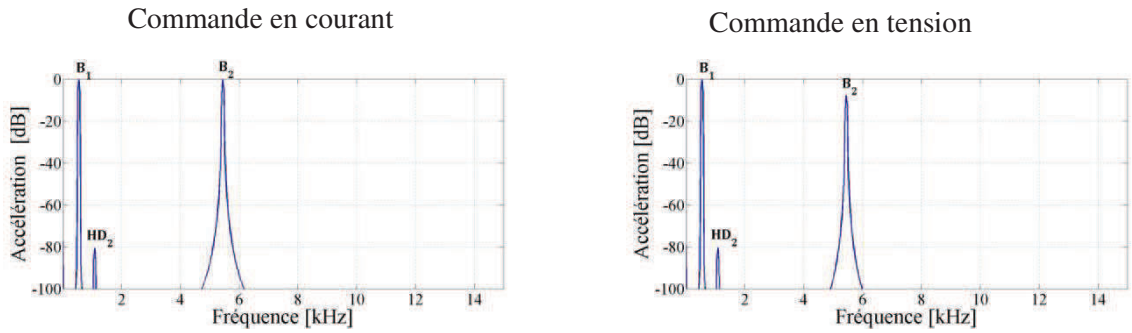


Figure III.56 : Spectres de l'accélération de la référence MORE vis-à-vis des défauts liés à $k_m(x)$

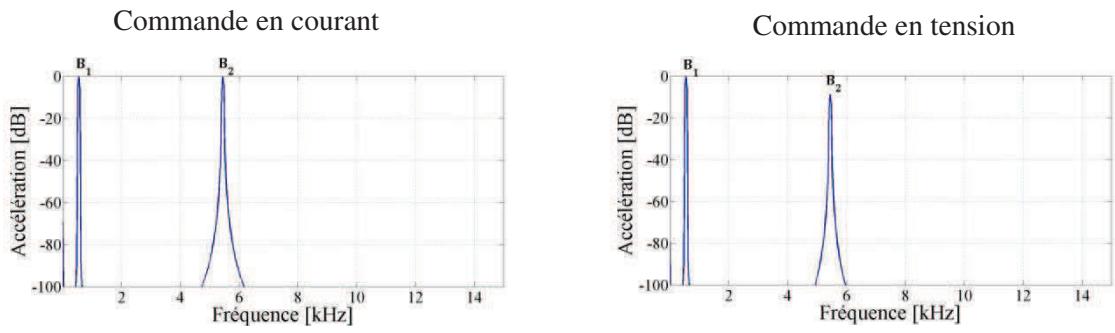


Figure III.57 : Spectres de l'accélération de la référence BPS8 vis-à-vis des défauts liés à $k_m(x)$

De la même manière que précédemment (cas de la variation du facteur de force dans le modèle non linéaire du haut-parleur sollicité en courant), on retrouve l'avantage du mode courant vis-à-vis de l'amplitude de la raie B_2. Là encore, en mode courant, la raie B_2 se présente comme plus élevé qu'en mode tension car la dégradation de l'amplitude sous l'influence de l'impédance est éliminée.

Il apparaît que, globalement, la sollicitation en courant restitue fidèlement les composantes les plus élevées en haute fréquence par rapport au mode tension. Ainsi, la puissance acoustique étant proportionnelle à l'accélération, l'avantage du mode courant est souligné par une meilleure clarté pour la reproduction des harmoniques musicales en haut-fréquence. Pour autant, le niveau de distorsion n'est pas altéré dans le domaine audible. En outre, le non maintien du niveau en haute fréquence peut être ajusté par une association de filtres passe-bas (comme nous l'avons présenté dans le premier chapitre, avec la figure **I.29**), en rejoignant si l'opérateur le souhaite la même amplitude qu'en mode tension pour B_2, avec alors un résultat avantageux vis-à-vis du niveau de distorsion (c'est à l'opérateur de choisir en fonction des critères dictés par son audition).

4.3.3 Distorsions non linéaires introduites par la variation de l'inductance $L_e(x)$

Les mêmes procédures sont effectuées pour mettre en évidence les distorsions non linéaires liées à la variation de l'inductance et à la force solénoïde. Les figures numérotées de **III.58** à **III.61** présentent les défauts observés pour toutes les références modélisées pour une sollicitation en courant.

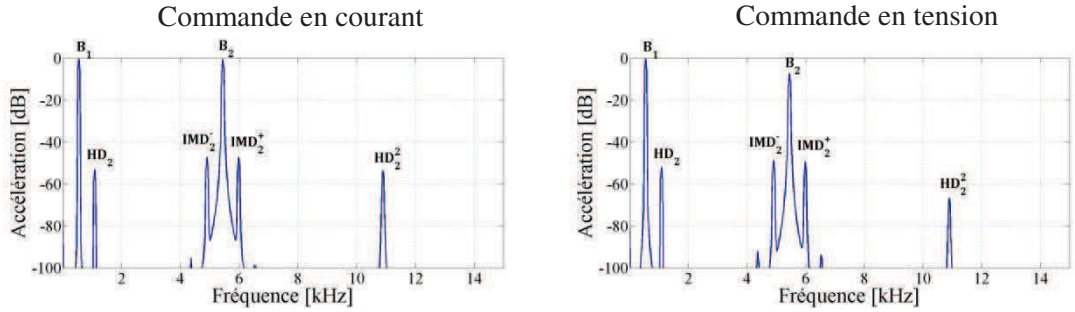


Figure III.58 : Spectres de l'accélération de la référence KLIP représentant les défauts de $L_e(x)$

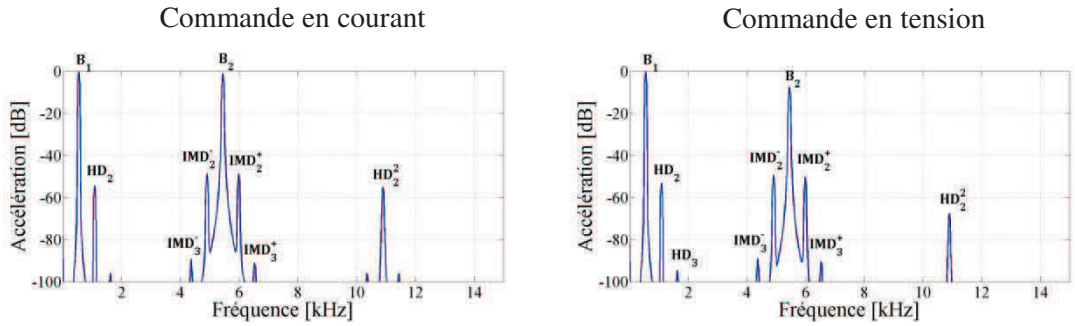


Figure III.59 : Spectres de l'accélération de la référence PION représentant les défauts de $L_e(x)$

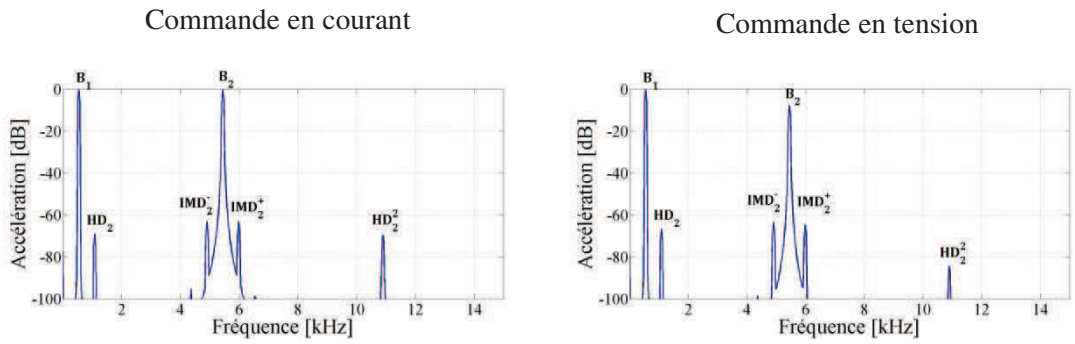


Figure III.60 : Spectres de l'accélération de la référence MORE représentant les défauts de $L_e(x)$

Commande en courant Commande en tension

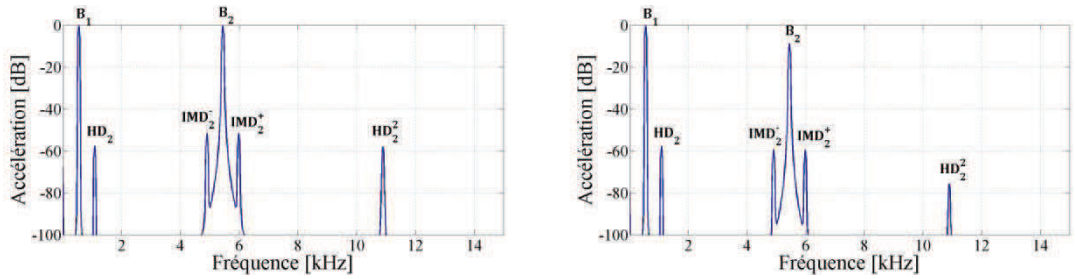


Figure III.61 : Spectres de l'accélération de la référence BPS8 représentant les défauts de $L_e(x)$

L'examen des cas précédents nous oriente vers deux conclusions en termes de comparaison entre les modes de sollicitation en tension et en courant :

1. La composante B_2 en mode courant n'est pas affectée par l'impédance du haut-parleur, et se présente avec un niveau plus élevé que celui observé pour la même raie en mode tension.

2. En mode tension, le courant est influencé par l'impédance électrique du haut-parleur. Pour toutes les références de haut-parleurs sélectionnées la valeur de l'impédance reste proche de la valeur nominale lorsque la fréquence reste inférieure à 550 Hz. C'est essentiellement la raison pour laquelle nous avons choisi une valeur proche cette fréquence pour B_1 (ut#$_4$). Avec un tel ordre de grandeur, le courant traversant le haut-parleur reste identique pour le mode tension et pour le mode courant. *A contrario*, l'impédance des haut-parleurs référencés augmente notablement à partir de 2 kHz, et pour la fréquence $\mathbf{f_2}$ de la composante B_2 en mode tension, le courant devient significativement plus faible qu'en mode courant.

Considérant maintenant l'effet de la force solénoïde comme l'un des éléments non linéaires significatifs, l'une de ses conséquences est l'observation d'une composante harmonique, dont la valeur $2f_2$ est plus élevée en mode courant. *A contrario* la composante $2f_1$ reste identique en mode tension et en mode courant.

4.3.4 Distorsions non linéaires causées par la variation simultanée de tous les paramètres

Enfin, les figures numérotées de **III.62** à **III.65** montrent les défauts des haut-parleurs sollicités en courant en considérant les variations de tous les paramètres dans le modèle.

Commande en courant Commande en tension

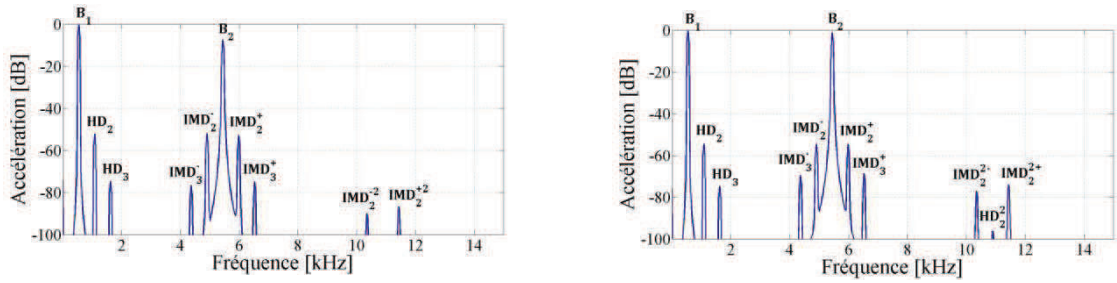


Figure III.62 : Spectres de l'accélération de la référence KLIP représentant tous les défauts

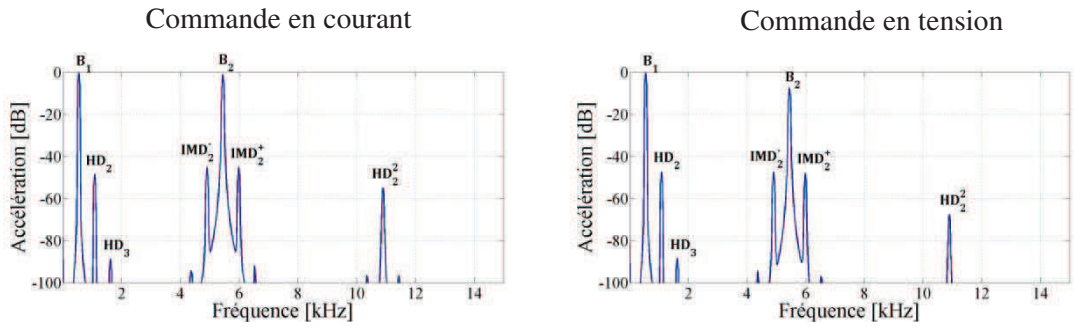


Figure III.63 : Spectres de l'accélération de la référence PION représentant tous les défauts

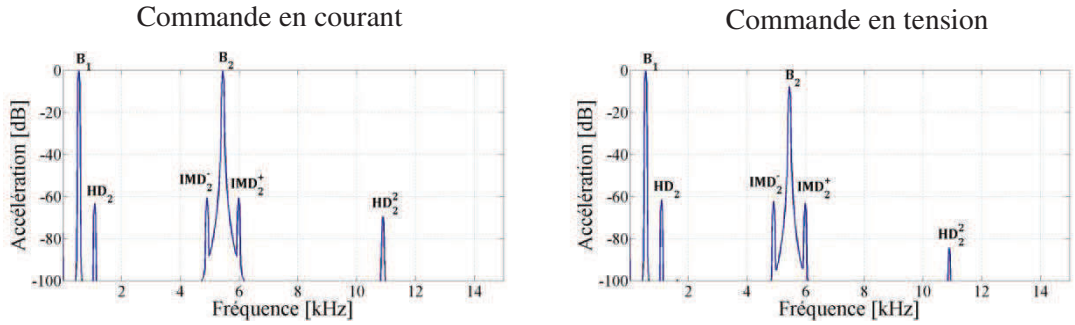


Figure III.64 : Spectres de l'accélération de la référence MORE représentant tous les défauts

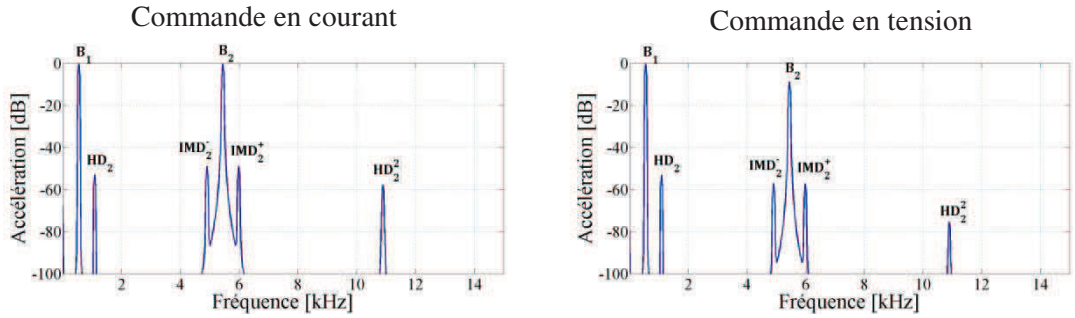


Figure III.65 : Spectre de l'accélération de la référence BPS8 représentant tous les défauts

La comparaison des pilotages entre le mode tension et le mode courant appliqués aux haut-parleurs des références KLIP et PION permet finalement de formuler les conclusions suivantes :

1. En mode courant le niveau de la raie B_2 augmente d'à peu près 7 dB par rapport à celui observé pour le mode tension.

2. L'harmonique du fondamental (HD_1) présente les mêmes valeurs vis-à-vis des deux modes.

3. Le niveau total des intermodulations (IMD%) reste inférieur pour le mode de sollicitation en courant par rapport au mode tension.

4. L'harmonique de la seconde composante du signal bitonal (HD_2) est plus élevée en mode courant qu'en mode tension.

Cette étude comparative est globalement illustrée au regard des valeurs résumées dans le tableau **III.12**. Compte tenu de ces éléments, l'avantage du mode courant apparait bien justifié en considérant les valeurs réduites du paramètre IMD%, et cela de manière très significative. Malgré l'augmentation des valeurs du THD% en mode courant par rapport au mode tension, qui résulte de l'effet de la force solénoïde, la grandeur IMD% doit être toujours considérée comme **plus pénalisante** sur le plan de la distorsion musicale par rapport à la grandeur THD% n'influençant que le timbre des instruments.

Niveaux de la fondamentale et des composantes parasites en dB	Haut-parleur de référence KLIP		Haut-parleur de référence PION		Haut-parleur de référence MORE		Haut-parleur de Référence BPS8	
	Commande en tension	Commande en Courant	Commande en tension	Commande en courant	Commande en tension	Commande en courant	Commande en tension	Commande en courant
B1	0	0	0	0	0	0	0	0
B2	-7.19	-0.58	-7.36	-1.02	-7.68	-0.22	-8.67	-0.10
HD1	-55.15	-56.57	-47.36	-48.37	-61.56	-63.28	-53.14	-52.89
HD2	-89.13	-89.53	-88.37	-88.72	X	X	X	X
HD^2_2	-66.74	-53.46	-67.53	-54.86	-84.31	-69.34	-75.33	-57.68
IMD2-	-49.49	-48.69	-47.36	-45.11	-62.31	-60.57	-57.07	-48.92
IMD2+	-50.28	-48.69	-47.94	-45.12	-63.05	-60.58	-57.23	-48.92
IMD3-	X	-91.94	-94.4	-94.23	X	X	X	X
IMD3+	X	-90.27	-96.8	-91.87	X	X	X	X
IMD22-	X	X	X	X	X	X	X	X
IMD2+	X	X	X	X	X	X	X	X
THD%	0.22	0.52	0.47	0.57	0.09	0.10	0.24	0.36
IMD%	1.47	0.74	1.94	1.25	0.36	0.19	0.75	0.72

Tableau III.12 : Caractéristiques liées aux spectres de l'accélération pour l'ensemble des références commandées en tension et en courant

5. Etude du comportement de l'amplificateur réel et de ses limitations

La qualité sonore de la reproduction par un haut-parleur dépend en partie de l'amplificateur. Jusqu'à maintenant, toutes les simulations ont été présentées pour des comportements non linéaires de haut-parleurs sollicités en sortie d'un amplificateur idéal. Dans la réalité, un amplificateur apporte toujours des limitations en raison de sa structure électronique discrète ou intégrée [27,28]. Les imperfections d'un amplificateur peuvent modifier significativement la qualité sonore considérée en termes de fidélité entre le son produit par un instrument de musique et celui qui est reproduit en sortie d'un haut-parleur. Les défauts sont à considérer, en comparaison avec le cas idéal dit linéaire, au regard des éléments suivants :

1. Les courants de polarisation en entrée (*bias current*) ne sont pas égaux à zéro et peuvent atteindre une valeur supérieure à **200 nA**.

2. Une structure asymétrique de l'étage d'entrée peut créer un courant de déséquilibre continu (*dit input offset current)* qui peut atteindre une valeur de l'ordre de **200 nA**.

3. L'impédance de la sortie diffère de zéro. Selon la spécification du dispositif, l'impédance peut varier entre **1Ω** et **600Ω** (voir même plus).

4. Les limitations d'un amplificateur en termes de non linéarité (distorsions de raccordement : *cf.* **Annexe II**) montrent en outre que les valeurs de l'impédance d'entrée, du gain en mode différentiel et de la bande passante ne sont pas infinies, comme le voudrait le cas idéal. Enfin, pour les structures intégrées, le gain différentiel d'un amplificateur opérationnel varie fortement en fonction de la fréquence (figure **I.21**).

5. La vitesse de balayage (*Slew rate*) représente la vitesse de variation maximale de la tension que peut imposer l'amplificateur. Lorsque la vitesse de variation du signal à reproduire est supérieure à sa vitesse de balayage, sa tension de sortie est une droite de pente fixée. Pour un amplificateur audio de qualité cette valeur doit impérativement dépasser à **8 V/µs**.

6. La tension de bruit ramenée à l'entrée (V_n) de l'amplificateur n'est pas nulle, et il convient de travailler avec des valeurs inférieures à **$5nV/Hz^{½}$**.

Pour une étude globale du comportement de l'association amplificateur et haut-parleur il est essentiel d'effectuer des simulations des systèmes audio en prenant en compte le couplage des effets non linéaires du transducteur et de ceux de l'amplificateur disposé en amont. Les comportements non linéaires peuvent être simulés à l'aide du logiciel PSpice® pour la partie électronique. Ensuite, avec Simulink® il est possible de modéliser le transducteur électromécanique. **La question pratique est de savoir comment combiner un modèle d'amplificateur réel avec un modèle non linéaire de haut-parleur.**

5.1 Simulation des comportements non linéaires d'un amplificateur avec Orcad Capture®

L'un des logiciels les plus performants pour la conception des circuits électronique est Orcad-Capture-PSpice®. Ce progiciel est un éditeur de schémas à plat ou hiérarchique, basé sur l'expérience d'OrCAD® en matière d'édition intuitive et rapide des schémas de l'électronique. Cet éditeur combine une interface utilisateur standard, de type Windows, et l'on peut accéder à l'éditeur de composants à partir de l'interface utilisateur d'OrCAD-Capture. Créer et éditer des composants dans une librairie ou directement dans la page du schéma est possible sans interrompre son flux de travail [29]. Ce logiciel permet un accès particulièrement vaste vers les composants électroniques à travers une librairie très fournie. L'environnement de ce logiciel permet de simuler les circuits électroniques, comme les amplificateurs, avec une précision très élevée. Pour un amplificateur, une charge (éventuellement exclusivement résistive) peut être connectée à la sortie de l'amplificateur. Au-delà de l'analyse de la sortie effectuée dans le domaine temporel, un balayage DC ou toute autre procédure peut être envisagé.

En mode standard, sur ce logiciel, un haut-parleur est toujours modélisé par des circuits RLC [3,30,44]. Ainsi, de tels modèles représentant des haut-parleurs les considèrent comme des charges linéaires. Il n'en est pas ainsi en réalité, le haut-parleur étant un système électromécanique décrit par des paramètres aux valeurs évolutives vis-à-vis du déplacement. Le modèle proposé par toute forme de circuit RLC n'est donc pas viable pour rendre compte de ce caractère évolutif. *A priori*, dans l'environnement d'Orcad-capture-PSpice®, les grandeurs mécaniques, comme le déplacement et l'accélération, ne peuvent pas être pris en compte, et l'une des meilleures solutions consiste à garder le modèle de haut-parleur basé sur Simulink® et d'effectuer la conception analogique de l'amplificateur sur Orcad-Capture-PSpice® pour ensuite créer un couplage entre ces deux environnements à l'aide du co-simulateur nommé **SLPS**. De fait, ce co-simulateur permet de connecter virtuellement le modèle du haut-parleur en tant que charge non linéaire couplée à l'amplificateur.

Dans ce qui suit, nous allons d'abord présenter séparément les résultats des simulations réalisées par Orcad-capture-PSpice®, indépendamment de la mise en œuvre du co-simulateur. Cette manière de procéder vise à illustrer les limitations des grandes familles d'amplificateurs (quelque soit la structure, amplificateur opérationnel d'usage général ou audio de puissance).

5.1.1 Taux de distorsion harmonique

Comme nous l'avons souligné au premier chapitre, le taux de distorsion harmonique prend un sens dès lors que l'on considère un système non linéaire, quelque soit le domaine, électronique ou mécanique. Considérant un amplificateur commandé par une tension d'entée sinusoïdale, les non linéarités peuvent être détectée à la sortie (considérée en tension) par la mesure des termes suivants :

1. Tension de bruit V_n: qui présente le niveau de tension minimum utilisable d'un amplificateur
2. Taux de distorsion harmonique THD, grandeur définie par la relation **I.25**.

Pour un amplificateur ces deux grandeurs en introduisent une troisième, nommée THD plus bruit (THD+N). Cette quantité est alors définie par :

$$THD + N = \frac{\sqrt{\sum_{i=2}^{i=n} V_i^{\,2} + V_n^{\,2}}}{V_1} \times 100 \qquad \textbf{(III.6)}$$

La grandeur THD+N divise la bande passante d'un amplificateur en deux régions [31]. La première zone est nommée **région de domination du bruit** car dans cet intervalle de fonctionnement, le niveau du bruit est plus significatif que les niveaux associés aux harmoniques. La deuxième région est nommée en termes de **région de domination de THD**, car le niveau des harmoniques est devenu prépondérant. La figure **III.66** présente cette division en deux zones. La considération se rapporte à un amplificateur de marque **T.I®**, avec le modèle **OPA1652 :** le gain en boucle avec contre réaction (*feedback*) est ajusté à **l'unité**, et la tension de sortie est limitée à **3 V_{RMS}**, mesurée sur une charge résistive de **2 kΩ**.

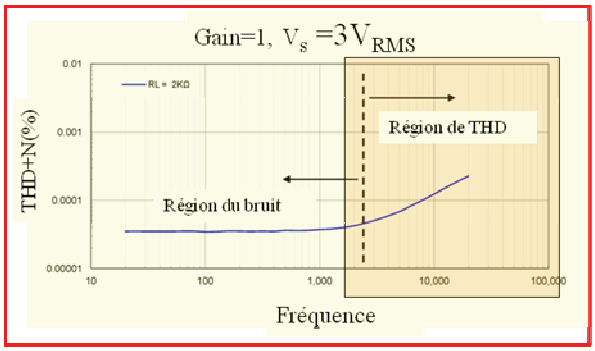


Figure III.66 : Grandeur THD+N (%) mesurée dans la bande passante d'un amplificateur

D'autre part, la figure **III.66** montre que la valeur de la grandeur THD+N augmente en fonction de la fréquence, compte tenu notamment des retards purs des signaux au niveau des jonctions semi-conductrices.

5.1.2 Simulation des comportements non linéaires liés au THD+N d'un amplificateur

Pour évaluer le taux distorsion harmonique, le logiciel Orcad-Capture® accorde à l'opérateur un accès à l'environnement de simulation. Par exemple, la figure **III.67** présente la schématique de câblage d'un amplificateur opérationnel **LM741** du constructeur **T.I®**.

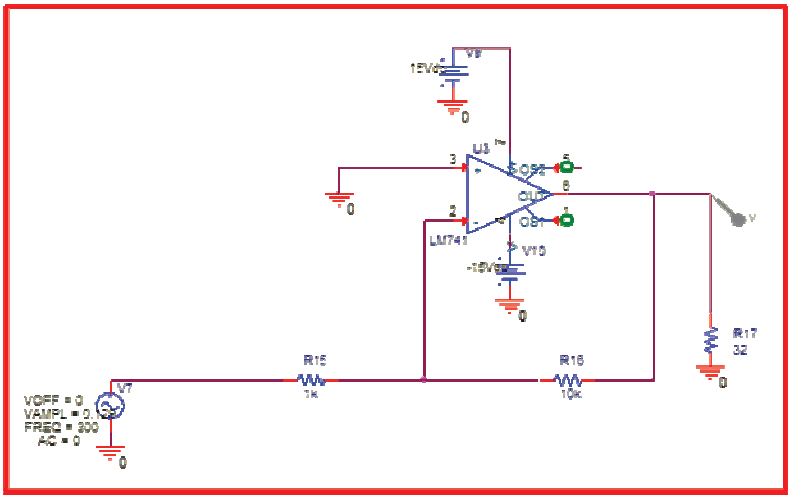


Figure III.67 : Câblage élémentaire en inverseur d'un amplificateur LM741

Un signal de type sinusoïdal de **V(t) = 0.129 × Sin (2π×5kHz×t)** est appliqué à l'entrée négative de cet amplificateur. Le gain en boucle avec contre réaction est fixé à **-10 (-R_{16}/R_{15}= -10k/1k = -10)**, et l'on vérifie un signal sinusoïdal de même fréquence et d'amplitude de **1.29 V** à la sortie de l'amplificateur débitant sur une charge de **R_{17}=32Ω**. La figure **III.68** présente la transformation de Fourier du signal observable en sortie.

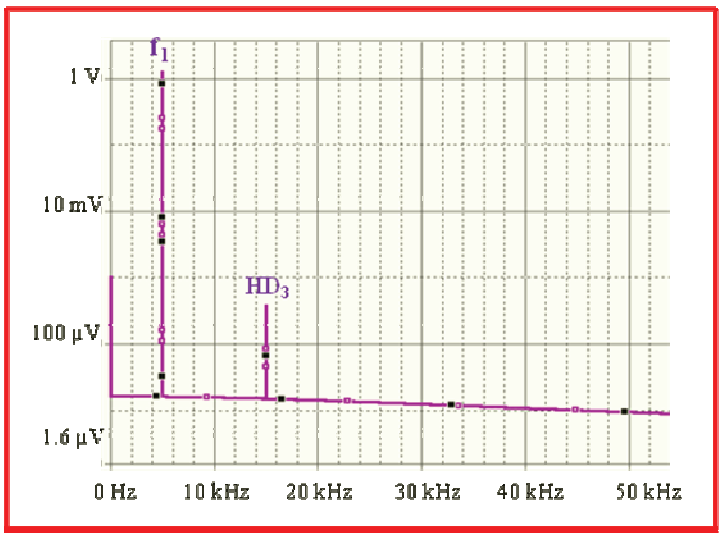


Figure III.68 : Transformation de Fourier d'un signal "haute fréquence audio (5kHz)" représentant la tension de sortie de l'amplificateur LM741

Dans la **figure III.68** nous voyons apparaitre une composante non linéaires de troisième harmonique à coté de la fondamentale d'une valeur de **0.39 mV**. En outre, la figure montre une composante de valeur continue incluse dans le signal de la sortie. Ceci illustre le décalage DC d'un amplificateur qui susceptible de modifier la symétrique du signal recueilli en sortie.

L'objectif de ce chapitre est de prendre en compte de tels effets non linéaires qui altèrent la qualité sonore attendue pour un haut-parleur. D'autre part, la valeur du **THD** est calculée pour **0.03%.** La fréquence de **5kHz** se place dans la région de domination du THD, là où le niveau de bruit ne joue pas un rôle prépondérant (au regard du niveau minimum du signal de la sortie). Si l'on réduit la valeur de la fréquence à **300 Hz,** le signal devient plutôt situé dans la zone de domination du bruit, et les effets non linéaires correspondent alors plus précisément au niveau des tensions de bruit. A cet égard, la figure **III.69** montre la transformation de Fourier d'un signal sinusoïdal de type : **$V(t) = 0.129 \times \sin(2\pi \times 300Hz \times t)$**.

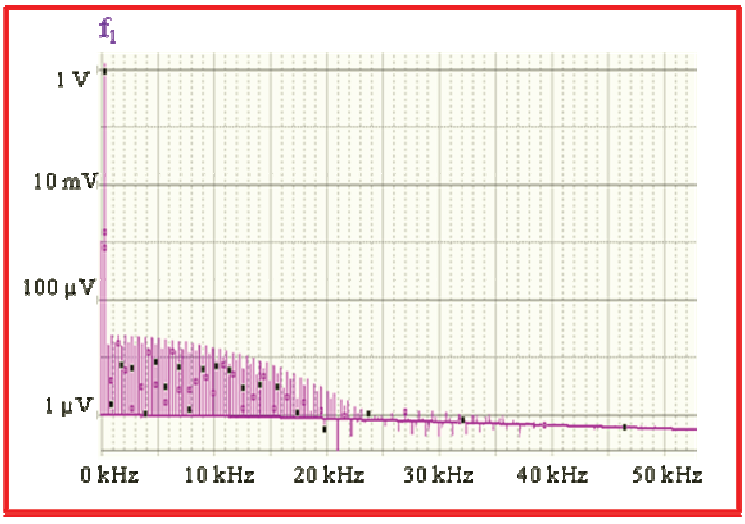


Figure III.69 : Transformation de Fourier du signal de tension de sortie de l'amplificateur LM 741 en basse fréquence audio (300 Hz)

La valeur de la composante continue associée au spectre est en ce cas de **1,03 mV**.

5.1.3 Simulation du paramètre de *Slew rate* avec Orcad-Capture-PSpice®

Nous avons vérifié la précision de notre approche basée sur le logiciel Orcad-Capture-PSpice® avec un ensemble de composants intégrés disponible avec la bibliothèque.Plus particulièrement, le comportement du progiciel vis-à-vis de plusieurs amplificateurs très différents les uns des autres au regard du paramètre de *Slew rate* se révèle particulièrement important pour les applications audio faisant l'objet de notre étude.

De fait, le *slew rate* défini par le taux de montée en tension du signal de sortie pour un gain unité, comporte une information supplémentaire vis-à-vis de celle du simple produit gain bande passante, en tenant compte des diverses sources non linéaires de dispersion du signal au sein des éléments de l'amplificateur. Si tel n'était pas le cas, une équivalence d'intégration du lieu de Bode (division par $j\omega$), suivie d'une FFT inverse, conduirait directement à la réponse indicielle et au taux de montée y afférent.

Les circuits suivants ont été testés, au regard des informations standards communiquées sur les *data sheets* :

- LM741 : C'est un circuit *Multipurpose*, marqué par son très faible coût et sa capacité en termes de courant de sortie (20mA). Ce composant assez ancien (technologie en transistors bipolaires) reste en fait un amplificateur encore très employé pour toute application peu regardante ni sur le bruit ni sur la tension de décalage en entrée. La valeur du SR affichée par le constructeur est de **0,5V/µs**.

- OPA 549 : Ce circuit est essentiellement dédié aux applications de puissance, et cet amplificateur permet de contrôler des courants de sortie jusqu'à **10A**. Il peut être utilisé pour de nombreuses applications dans le domaine audio malgré un niveau de bruit peu performant **70 nV/Hz^{½}**. Toutefois, son *slew rate*, d'une valeur de SR **9 V/µs** permet de le qualifier d'amplificateur rapide, avec en outre un produit **GBP= 0.9 MHz**.

- OP07 et **OP27** : Ces circuits ont été développés essentiellement pour l'instrumentation [32] et leurs faibles tensions de décalage permettent de les qualifier en termes d'amplificateurs de précision. Avec des valeurs de *slew rate* respectivement égales à **0,3V/µs** et **2,8 V/µs** ces composants font l'objet d'un usage très fréquent dans les systèmes dédiés à une instrumentation de qualité.

- TL081 : Ce composant *low cost* et *Multipurpose*, basé sur une technologie bi-Fet, est adapté aux montages audio de très faibles puissances. Malgré une caractéristique en bruit peu attrayante, avec **18 nV/Hz^{½}**, son SR de **13V/µs** lui permet de traiter convenablement les signaux transitoires rapides. Il reste à déplorer que la technologie Bi-Fet lui confère une tension de décalage élevée (**2mV**) le rendant impropre aux usages de l'instrumentation.

La figure **III.70** illustre la réponse à l'échelon de Heaviside, signal conduisant à caractériser le régime indiciel pour chacun de ces composants. Les vérifications impliquées permettent d'une part de montrer que la bibliothèque de composants du logiciel prend bien en compte les caractéristiques réelles observables sur un plan pratique, et que l'analyse des montages élémentaires rend bien compte de l'expérience pratique. Une telle approche, commune à tous les travaux de modélisation, constitue un préalable nécessaire avant l'élaboration de fonctions plus sophistiquées.

Nous avons d'autre part vérifié que les relations relatives aux gains en boucle les plus souvent rencontrées dans les montages (*cf. supra*, **Chapitre I** § 4.1.1) rendent compte de manière précise des valeurs des gains présentées en boucle ouverte par les constructeurs.

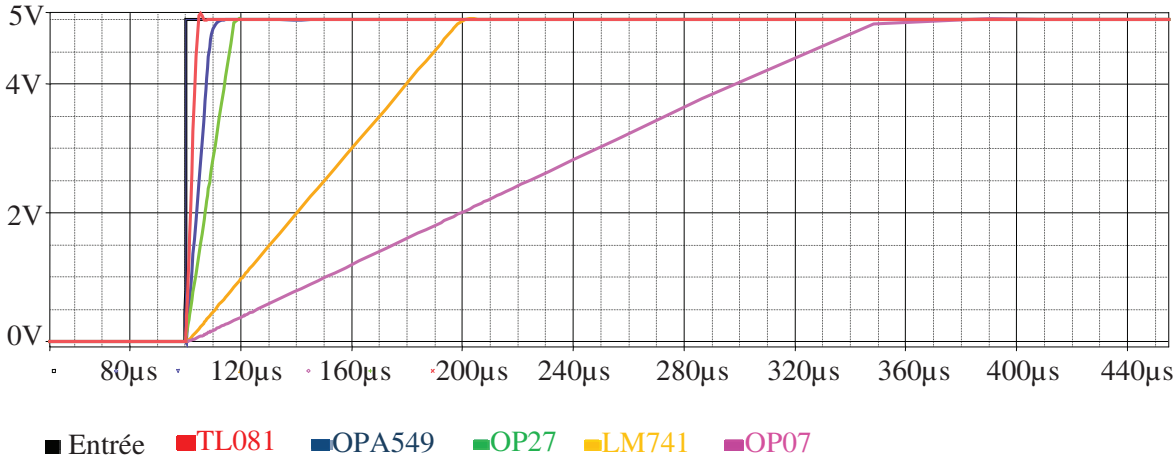


Figure III.70. Réponses indicielles de chacun des amplificateurs opérationnels évalués en termes de leurs "*Slew Rate*" respectifs

6. Remarques à propos du Co-simulateur de SLPS

L'intégration de Simulink-PSpice (SLPS) implique l'action de deux leaders industriels de la simulation dans un environnement de co-simulation. Concernant Simulink®, les systèmes électromécaniques ou hydrauliques tels que des blocs de contrôle, des capteurs, des convertisseurs de puissance sont réalisés à l'aide de modèles mathématiques idéaux. Cette manière de procéder conduit à fournir une spécification au niveau système pour la conception industrielle des circuits électroniques.

PSpice® est ensuite utilisé pour la conception des circuits tributaires de cette spécification. Hors des cas d'école nécessaires à l'étude des principes, les simulations réalisées avec des modèles réalistes permettent de mettre en évidence les non linéarités, les retards et tout autre effet rencontré dans la pratique de l'homme du métier [33].

La co-simulation permet ensuite de tester les interfaces au niveau système avec des circuits électriques réalistes, et cela sans avoir à prototyper un système complet (…dans une situation idéale…). Enfin, les défauts d'un projet basé sur l'emploi d'un circuit dédié peuvent être détectés plus vite, ce qui permet de gagner un temps précieux, et d'économiser une part du budget nécessaire à la mise au point de cartes dans les prototypes.

L'interface Simulink-PSpice (SLPS) permet de remplacer un bloc idéal de source sinusoïdale dans Simulink par un circuit conçu à l'aide de l'éditeur de PSpice®, puis d'exécuter une co-simulation entre PSpice® et Simulink®. Dans un *flot type*, le système, conçu à l'aide de blocs fonctionnels et idéaux, est simulé dans Simulink®. Cette analyse permet de préciser les spécifications d'intégration pour les blocs électriques avant leur fabrication. Une fois que le bloc est conçu avec la prise en compte des défauts et mis au point comme un élément indépendant, il peut remplacer un bloc idéal dans Simulink® pour vérifier le comportement de l'ensemble du système réel. Les ingénieurs valident ainsi les composants du système à l'aide de la co-simulation, où les spécifications du système peuvent être transmises entre Simulink® et PSpice®.

6.1 Association d'un modèle de haut-parleur et d'un amplificateur avec SLPS

Dans le but d'obtenir une modélisation réaliste des effets non linéaires liés aux limites d'un haut-parleur couplé à son amplificateur, comme nous l'avons expliqué précédemment, le circuit électronique de l'amplificateur est d'abord simulé avec PSpice® lors que le modèle non linéaire du haut-parleur est développé à l'aide de Simulink®. Ensuite, le co-simulateur de SLPS définit un environnement spécifique sur Simulink, dans lequel le circuit de l'amplificateur peut se mettre en place comme un bloc prédéfini de Simulink®. Ce bloc donne alors des accès à toutes les entrées, les sorties, les connexions, les sources de tension, de courant, et tout autre observable sur le circuit électronique de l'amplificateur. Ainsi, la **figure III.71** expose la structure en question.

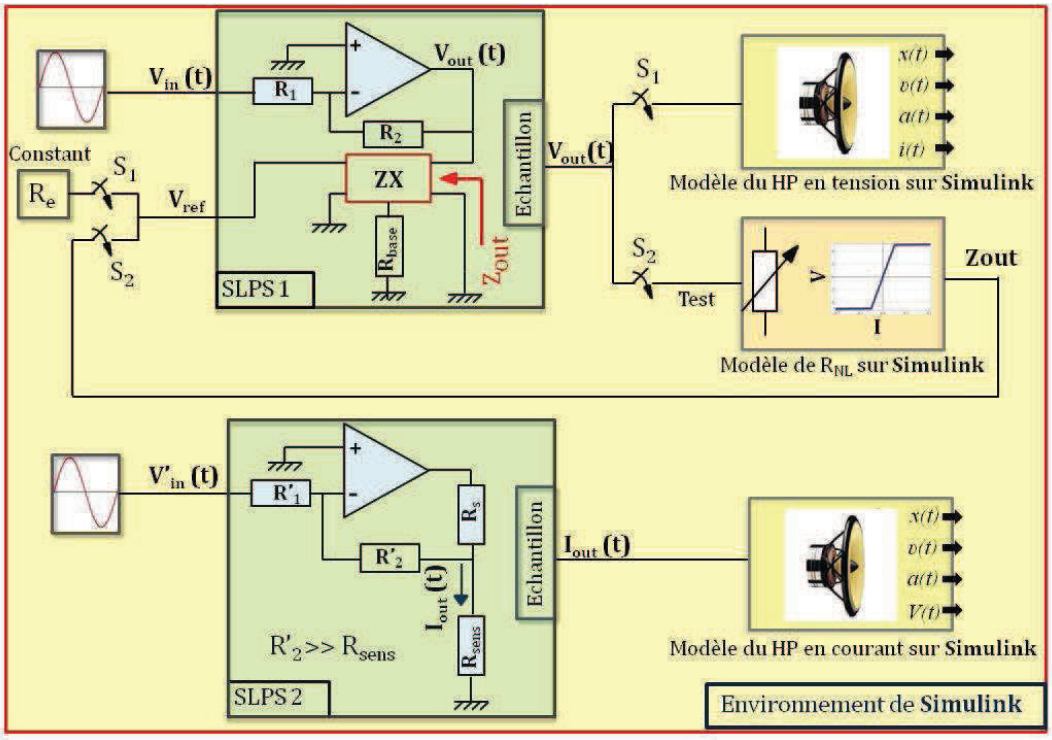


Figure III.71 : Environnement de Simulink comprenant des amplificateurs non idéaux simulés par Pspice® et associés par SLPS avec des modèles non linéaires de haut-parleurs

Dans ce cadre virtuel, le co-simulateur **SLPS** permet de combiner l'amplificateur simulé à l'aide de PSpice® avec le modèle non linéaire d'un haut-parleur dont les comportements polynomiaux ont été mesurés au préalable. En haut et à gauche de la figure **III.71**, le bloc de SLPS1 représente l'amplificateur et son câblage de principe en termes de *feedback*. Ensuite, l'image de la tension à la sortie de cet amplificateur imparfait est appliquée d'une part au modèle non linéaire du haut-parleur sollicité en tension, et d'autre part à un autre modèle représentatif d'une charge non linéaire de test nommée $\mathbf{R_{NL}}$. Le choix de l'un des ces deux modèles est assujetti aux commutateurs notés S_1 et S_2. Enfin, dans le bloc SLPS1, la sortie de l'amplificateur est connectée sur une charge adaptative nommée **ZX**. La valeur de cette charge **ZX** est définie par une tension de référence $\mathbf{V_{ref}}$ et une résistance notée $\mathbf{R_{base}}$ à l'aide de la relation suivante :

$$Z_{out} = R_{base} \cdot (V_{ref} / V_0) \quad \text{Où } V_0=1V \text{ et } R_{base}= 1\Omega \qquad \textbf{(III.7)}$$

Le signal de V_{ref} joue le rôle de contrôleur de la valeur $\mathbf{Z_{out}}$. Pour V_{ref} invariant, la résistance agit comme une charge constante linéaire. *A contrario*, le pilotage de la tension de V_{ref} assujetti au signal de sortie modifie la valeur de Z_{out}.

Considérant un second mode de commande, le schéma représentatif d'un **conditionneur tension courant** est présenté par le bloc SLPS2 représenté en bas à gauche de la figure. Il délivre une valeur du courant $I_{out}(t)$ proportionnelle à la tension présentée en entrée $V'_{in}(t)$, en vue d'un pilotage en courant du transducteur. A cet effet, une image de ce courant est appliquée au modèle non linéaire du haut-parleur simulé en mode courant.

Afin de valider le fonctionnement de notre dispositif virtuel, il nous est possible d'examiner le comportement du co-simulateur SLPS lorsqu'il sollicite la charge non linéaire R_{NL}. Le principe consiste à connecter le modèle numérique de la charge R_{NL} présenté par Simulink® à la sortie de l'amplificateur, et ensuite d'en faire varier la valeur en fonction de la tension à la sortie présentée par l'amplificateur. Comme la charge R_{NL} n'est pas une résistance physique, le rapport de la tension à ses bornes par le courant la traversant est défini par les relations **III.8** présentées par un bloc de fonctions de Simulink® nommé R_{NL}.

$$Z_{out} = 10k\Omega \qquad \text{si } -0.5\text{ V} \leq V_{out} \leq 0.5\text{ V}$$
$$Z_{out} = 32\Omega \qquad \text{si } V_{out} > 0.5\text{ V ou } V_{out} < -0.5\text{ V} \qquad \textbf{(III.8)}$$

Lorsque les contacteurs S_2 sont activés, les interrupteurs S_1 restent simultanément désactivés. L'entrée du bloc SLPS1 est connectée à une source de tension sinusoïdale sélectionnée dans la librairie de Simulink® pour avoir un signal idéal à l'entrée V_{in} de l'amplificateur. D'une manière générale cet environnement permet de faire une liaison virtuelle entre un circuit électronique et des dispositifs développés sur Simulink®. La source sinusoïdale est exprimée par : $V_{in}(t)=1V\times Sin(2\pi\times540\times t)$. Le gain en boucle de contre réaction de l'OPA 549 est fixé à l'unité avec $\mathbf{R_1 = R_2 = 1\ k\Omega}$, et donc $|G| = |R_2/R_1| = 1$. Une fois que ces configurations sont mises en oeuvre, la tension en sortie peut être simulée, ce signal gardant les mêmes propriétés que l'entrée V_{in} en termes d'amplitude et de fréquence. Cette tension à la sortie de l'amplificateur est appliquée aux bornes de la charge R_{NL}. En fonction de sa valeur, la résistance Z_{out} est affectée d'une valeur sélectivement calée à **32 Ω** ou bien **10 kΩ**. Ensuite cette valeur de Z_{out} affecte l'impédance correctrice ZX *via* la référence V_{ref}. Les tracés de la tension aux bornes de la charge ZX dont les valeurs sont dictées par R_{NL} *via* V_{ref} et par le courant traversant cette charge, sont illustrés au sein de la figure **III.72**.

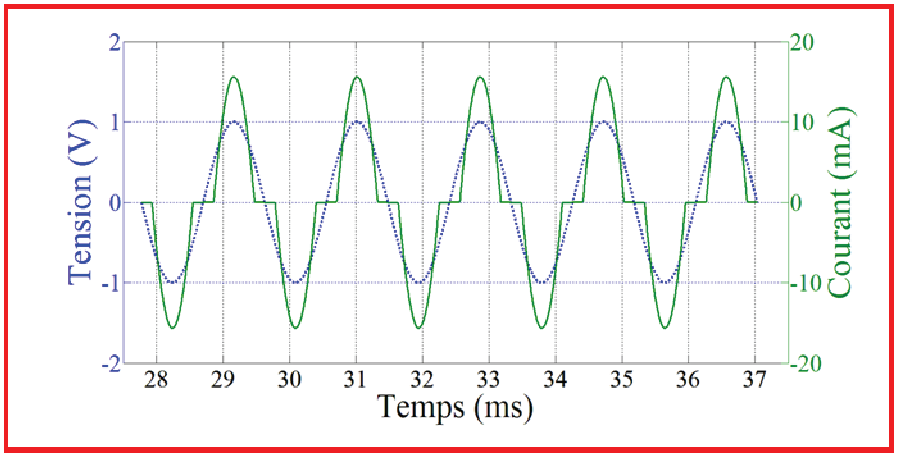


Figure III.72 : Evolutions concomitantes de la tension et du courant sollicitant la charge ZX

La figure **III.72** montre la manière dont le courant est influencé par la résistance évolutive. En effet, le courant est très notablement atténué lorsque la tension est comprise dans l'intervalle de [-0.5 V, 0.5 V], la résistance présentant alors une valeur très élevée avec **10 kΩ** : Le courant est alors réduit à une valeur négligeable [$\pm$ (0.5V)/($10^4\Omega$) $\approx$ 0].

Après la vérification de cette procédure de test, le modèle du haut-parleur non linéaire en mode tension peut être connecté à son modèle d'amplificateur afin d'implémenter et évaluer l'ensemble des effets non linéaires lié à l'association [amplificateur + modèle]. A cet effet, les interrupteurs S_1 sont activés et les interrupteurs S_2 sont désactivés. Une fois que les interrupteurs S_1 sont fermés, la résistance correctrice ZX est assujettie à une valeur constante, S_1 faisant le rôle de connecteur de la tension de référence fixée à une valeur constante qui devient ici la valeur de la résistance morte R_e du haut-parleur examiné. Lorsque la tension d'entrée de l'amplificateur est connectée, la tension de sortie de l'amplificateur peut être simulée et est directement appliquée à ZX. Le gain de l'amplificateur reste indépendant de la charge disposée en sortie, en respectant toutefois les limites du courant maximum définies dans la fiche technique établie par le constructeur. L'approche vise à obtenir la tension calculée à la sortie dont la valeur est égale à la valeur de la résistance ZX multipliée par le courant la traversant. Ensuite, le co-simulateur de SLPS nous donne la possibilité d'échantillonner le signal de tension de la sortie V_{out} dont les valeurs sont affectées à la sortie du bloc SLPS1. Cette sortie est interfacée au modèle non linéaire du haut parleur à la place de la source linéaire préalablement créée avec les blocs de type sinus. Une fois la tension de sortie V_{out} appliquée au modèle, les mêmes procédures que celles expliquées précédemment sont appliquées, afin de visualiser les spectres fréquentiels du courant et de l'accélération.

Concernant le modèle représentatif du haut-parleur sollicité en courant, la tension de V'_{in} est appliquée à l'entrée du bloc SLPS2, afin que le courant recherché I_{out} présente une valeur égale à V'_{in}/ R_{base} qui traverse la charge notée R_{sens}. Ensuite, ce courant est échantillonné puis appliqué à la sortie du bloc SLPS2. Enfin, ce signal, noté I_{out}, est à même de solliciter le modèle du haut-parleur en mode courant.

Dans les paragraphes suivants, plusieurs modèles d'amplificateurs de différents constructeurs sont considérés dans les termes du schéma électronique de câblage présenté par **SLPS 1** ou **2**, afin de comparer les comportements de chaque amplificateur et de caractériser le couplage entre un haut-parleur et son amplificateur.

6.1.1 Sollicitation en tension des haut-parleurs de référence par des amplificateurs réels

Dans ce paragraphe, afin de souligner l'intérêt de notre approche, deux amplificateurs avec des caractéristiques très différentes les unes des autres sont considérés. Le premier composant est un amplificateur opérationnel classique de **T.I**®, de modèle **LM 741,** notoirement connu pour les applications de base, avec un courant de polarisation non négligeable (de valeur **30 nA**), un *Slew rate* peu élevé (**0.5 V/µs** à gain unité), et une tension de bruit $\mathbf{V_n}$ significative, avec **50 nV/**$\sqrt{Hz}$ autour de **f =100 Hz**. La valeur de la résistance de sortie est de **75 Ω**, avec un courant maximal en sortie opérationnel jusqu'à **25 mA**, avant mise en protection. Le second composant est un amplificateur audio de haute puissance, développé par **T.I**®, modèle **OPA 549**. Les caractéristiques techniques présentent un courant de polarisation de **100 nA** et un *slew rate* de **9 V/µs** (valeur conforme à l'application de cet amplificateur au domaine audio, comme nous l'avons souligné précédemment). La tension de bruit est significative, avec $\mathbf{V_n}$**= 70nV/Hz**$^{1/2}$ autour de **f=1 kHz**. La différence particulièrement marquante entre cet amplificateur dédié et l'amplificateur classique **LM 741**, est qu'il est capable de fournir un courant de sortie proche de **10 A**. Ces deux amplificateurs sont alimentés par une source de tension symétrique de $Vcc^+ = 12$ V et $Vcc^- = -12$ V. Concernant le câblage, les gains des boucles de contre réactions sont fixés à l'unité ($\mathbf{R_1}$**=1kΩ** et $\mathbf{R_2}$**=1 kΩ**, donc $|G| = 1$) pour les deux structures. Les signaux appliqués à leur entrée $V_{in}(t)$ prennent donc les mêmes valeurs, résumées sur le tableau **III.7**. De fait, l'objectif vise à présenter un signal d'entrée défini par les blocs linéaires de sinus sous Simulink® en sollicitation des amplificateurs sans modifier leur amplitude, et de vérifier ainsi si cette transformation (en termes de simple suiveur) altère le comportement linéaire du signal de base avec un comportement non linéaire marquant les limites d'application des composants réels.

Les figures **III.73** et **III.74** présentent les spectres de l'accélération correspondant à la référence **STRU**. La figure **III.73** se rapporte au pilotage par le **LM 741**, et la figure **III.74** montre cette même référence sollicitée par un **OPA 549**. La comparaison montre que l'amplificateur **LM 741** fonctionne plus bruyamment par rapport à l'**OPA 549**. Antérieurement, la figure **III.39** présentait le spectre de l'accélération du haut-parleur **STRU** sans prendre en compte les défauts liés à l'amplificateur. La comparaison des figures **III.73** et **III.39** montre une croissance de **6.85 dB** de la deuxième harmonique (HD_3= -38.66 dB) détectée dans le spectre d'accélération commandé par le **LM 741**, par rapport à la même harmonique (HD_3=-45.51 dB) pour une sollicitation linéaire idéale. D'autre part, la valeur de HD_3 de la figure **III.74**, correspondant à la sollicitation par l'**OPA 549**, est maintenue (avec HD_3=44.99 dB) proche du cas idéal. Cette comparaison montre que l'amplificateur dédié à l'audio reste plus apte à fournir son signal propre, alors que l'amplificateur d'usage général, aux limites de son courant de sortie, altère visiblement le signal en termes de distorsion et de niveau de bruit.

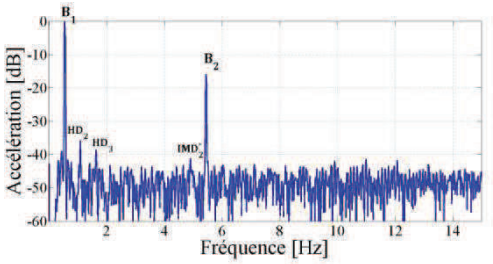


Figure III.73 : Spectre de l'accélération non linéaire de STRU commandé par un LM 741

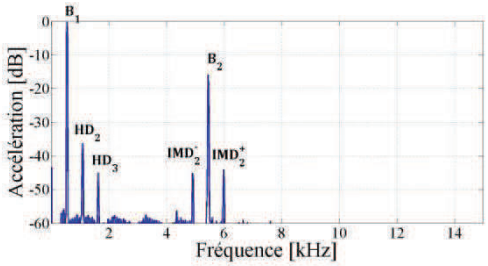


Figure III.74 : Spectre de l'accélération non linéaire de STRU commandé par un OPA 549

6.1.2 Influence de la valeur du gain en boucle *feedback* sur la non linéarité

En ce qui concerne un amplificateur câblé pour une sollicitation classique en tension, les constructeurs définissent la densité de bruit comme un signal ramené en entrée, noté V_n. Ainsi, le bruit observé en sortie dépend directement du gain en boucle de contre réaction. Autrement dit, la tension de bruit à la sortie résulte de la simple multiplication du niveau de bruit à l'entrée par le gain de *feedback* [27]. Par conséquent, dans tout type de câblage, inverseur ou non inverseur, l'augmentation du gain entraîne une augmentation du bruit en sortie. Comme le montre la figure **III.71**, en considérant le schéma bloc d'amplificateur de tension SLPS1, le gain de contre réaction vis-à-vis du bruit ($|G| = 1+R_1/R_2$) est modifié en variant la résistance R_2 tout en gardant la résistance R_1 constante égale à **1 kΩ** [34].

Dans ce paragraphe, les simulations sont basées sur le couplage de l'amplificateur OPA 549 avec le haut-parleur de référence PION. Pour l'illustration, la valeur du gain est augmentée tout en gardant constante la tension de sortie avec **2 V_{RMS}** : en conséquence, quand le gain est augmenté la tension présentée en entrée est diminuée. Les gains sont donc successivement ajustés respectivement à **G_1=1**, **G_2=10**, **G_3=100** et **G_4=300**. En pratique, bien que le gain d'un amplificateur soit ajusté habituellement à des valeurs inférieures à dix, cela n'empêche pas de vérifier les effets de distorsion liés à des gains plus élevés relevant plutôt des applications de l'instrumentation. Pour satisfaire les besoins de comparaison des comportements non linéaires associés aux harmoniques et au bruit, nous considérons le signal mono fréquentiel suivant présenté par la relation **III.9** :

$$V_{in}(t) = (V_1/G_i) \cdot \sin(2\pi \cdot f_1 \cdot t) \qquad \textbf{(III.9)}$$

Les valeurs des paramètres V_1 et f_1 dans la relation précédente sont présentées sur le tableau **III.7** et la variable G_i représente le gain associé à chacune des simulations. Les spectres de l'accélération sont notablement influencés par augmentation du gain comme on peut le voir sur les figures suivantes :

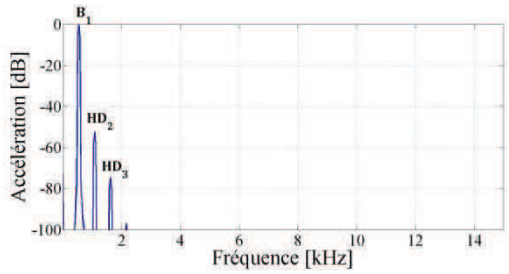


Figure III.75 : Non linéarité de l'accélération de PION commandé par l'OPA 549, G=1

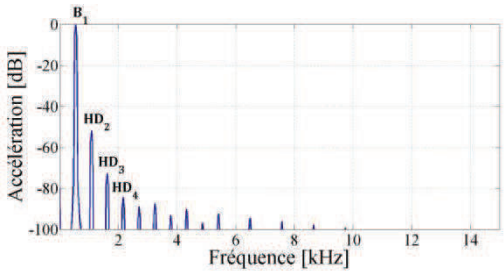


Figure III.76 : Non linéarité de l'accélération de PION commandé par l'OPA 549, G=10

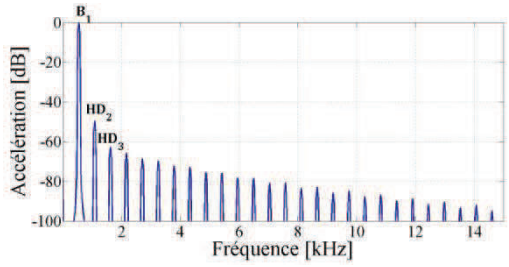


Figure III.77 : Non linéarité de l'accélération de PION commandé par l'OPA 549, G=100

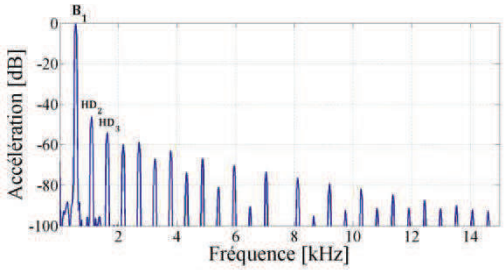


Figure III.78 : Non linéarité de l'accélération de PION commandé par l'OPA 549, G=300

Les figures numérotées de **III.75** à **III.78** présentent la transformation de Fourier des signaux de l'accélération à la sortie de l'amplificateur pour chaque valeur du gain. En fonction de l'augmentation, on observe un accroissement des harmoniques. Initialement à gain unité, il apparaît clairement dans la figure **III.75**, que les harmoniques sont limitées à la troisième (HD_3), et dans un intervalle de 0 à -100 dB. *A contrario*, le nombre des harmoniques et leurs niveaux respectifs sont notablement accrus en fonction de l'augmentation du gain.

En termes de synthèse, le tableau **III.13** permet de comparer les amplitudes des harmoniques et les niveaux de la grandeur THD associés aux différentes valeurs affectées au gain.

Valeurs de la fondamentale et des composantes parasites en dB	**G = 1** V_{in}= 2 V_{RMS} V_{out}= 2 V_{RMS}	**G = 10** V_{in}= 0.2 V_{RMS} V_{out}= 2 V_{RMS}	**G = 100** V_{in}= 20 mV_{RMS} V_{out}= 2 V_{RMS}	**G = 300** V_{in}= 6.66 mV_{RMS} V_{out}= 2 V_{RMS}
HD_2	-52.27	-51.89	-49.56	-46.29
HD_3	-74.53	-72.86	-62.95	-54.02
HD_4	Négligeable	-84.18	-65.67	-59.74
HD_5	Négligeable	-88.84	-68.61	-58.8
HD_6	Négligeable	-87.46	-69.65	-66.82
HD_7	Négligeable	-93.05	-72.25	-63.03
HD_8	Négligeable	-90.2	-72.92	-73.63
HD_9	Négligeable	-96.74	-75.45	-66.69
HD_{10}	Négligeable	-92.39	-75.82	-80.98
THD%	0.26	0.30	0.70	1.21

Tableau III.13: Comparaison des distorsions non linéaires en fonction de l'augmentation du gain

6.1.3 Comparaison entre les modes de sollicitation en tension et en courant

Dans ce paragraphe, les modèles non linéaires des haut-parleurs de référence sont étudiés en prenant en considération les défauts des amplificateurs, compte tenu des blocs respectivement nommés SLPS 1 et 2. Les schémas rapportés aux différents amplificateurs sont proposés afin de répondre au mieux aux critères spécifiques de chaque référence de transducteur. Concernant la modélisation du schéma d'amplificateur, nous avons choisi l'amplificateur de modèle **OPA 549** pour le couplage aux deux haut-parleurs de références **MORE** et **STRU**. En effet, pour répondre au courant demandé par la première référence (avec par exemple $2V_{RMS}$) il faut une valeur de 522.8 mA, alors que pour des micro-haut-parleurs, il est préférable d'avoir recours à un amplificateur de faible puissance mais très linéaire. Dans ce dernier cas, le composant de modèle **LMH6622** est choisi afin de bénéficier de son *Slew rate* élevé (85 V/µs), de sa tension de bruit très faible, de même que son THD%.

Les sollicitations bitonales en entrée des amplificateurs sont associées aux sources de tension avec Simulink® afin de générer des valeurs de tensions égales à celles exposées dans le tableau **III.10**, considérant les modèles des haut-parleurs de référence en sortie de l'amplificateur.

Pour le haut-parleur de référence **MORE** et son amplificateur associé **OPA 549**, les résultats sont représentés vis-à-vis des commandes respectives en tension et en courant sur les figures **III.79** et **III.80**.

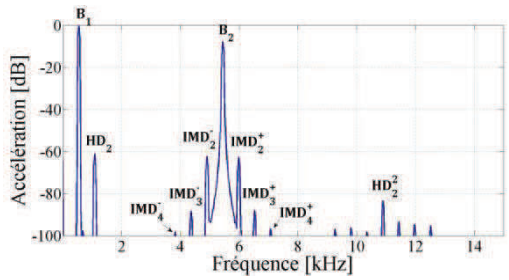


Figure III.79 : Non linéarité de l'accélération de MORE sollicité en tension par l'OPA 549

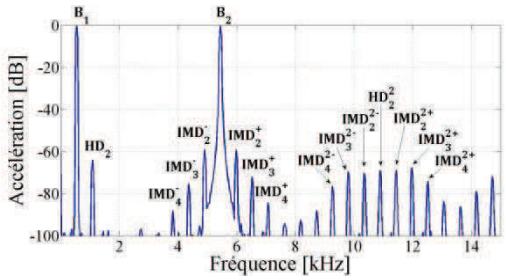


Figure III.80 : Non linéarité de l'accélération de MORE sollicité en courant par l'OPA 549

Les figures **III.79** et **III.45** comparées montrent qu'en remplaçant l'amplificateur idéal par un **OPA 549**, des intermodulations de type $IMD_3^{\pm}$ et $IMD_4^{\pm}$ apparaissent avec le mode de sollicitation en tension (elles n'existent pas dans la figure **III.45**). Le niveau de bruit reste encore très faible, et les amplitudes des harmoniques HD_2 et HD_2^2 ainsi que des intermodulations $IMD_2^{\pm}$ gardent des valeurs semblables à celles observées dans le cas linéaire.

Le premier effet détecté lié aux comportements non linéaires de l'amplificateur en mode courant consiste en l'émergence des troisième et quatrième raies d'intermodulations ($IMD_3^{\pm}$ et $IMD_4^{\pm}$) ainsi qu'en un second groupe d'intermodulations ($IMD_n^{2\pm}$, avec n = 1,2,3,4 et 5) clairement visible sur la figure **III.80**, alors qu'elles n'existaient pas dans le cas de l'amplificateur idéal (figure **III.64**). Pour les composantes déjà rencontrés dans la simulation avec l'amplificateur idéal, on trouve les mêmes valeurs d'amplitudes des harmoniques (**HD_2** et **HD_2^2**) et des intermodulations (**$IMD_2^{\pm}$**) : On remarque quasiment les mêmes valeurs pour la figure **III.80**. Par conséquent, le fait de remplacer l'amplificateur idéal par un amplificateur **OPA 549** montre plus d'inconvénients avec le mode courant qu'avec le mode tension. Toutefois, nous ne pouvons pas conclure que l'amplificateur OPA 549 n'est pas capable de restituer un signal correct en courant. En effet lorsque cet amplificateur est affecté à son rôle de convertisseur tension-courant, il fournit un courant peu altéré et plus linéaire en terme de distorsion en comparaison avec le courant passant dans le transducteur en mode tension. Toutefois l'effet d'indépendance du courant vis-à-vis de l'impédance du haut-parleur entraîne le fait que les harmoniques et les intermodulations en haute fréquence (sur le spectre du courant) ne sont pas atténués. *A contrario*, en mode tension ce comportement non linéaire en haute fréquence est filtré par l'impédance du haut parleur. Ainsi, pour le mode courant cette observation justifie le développement éventuel d'un filtre passe bas ajusté pour atténuer ces composantes parasites (*cf. supra*, Figure **I.29**).

En conclusion, le remplacement d'un amplificateur idéal par un amplificateur réel influence plus au moins les amplitudes des composantes non linéaires, cette influence dépendant des caractéristiques de l'amplificateur. Ces caractéristiques significatives sont ; la tension de bruit de l'amplificateur V_n, le *slew rate*, le THD% *etc*. Les résultats de simulation montrent que même si le composant sélectionné reste très proche de l'amplificateur linéaire, l'apparition d'un niveau de bruit et d'une augmentation des harmoniques et des intermodulations, même très faibles, doit être attendue. Ce dernier point monte l'importance du choix d'un amplificateur adapté à une application donnée. Par exemple, l'amplificateur OPA 549 est conçu pour fournir un courant jusqu'à 10 A. La figure **III.81** montre l'évolution du **THD+N%** en fonction de la fréquence. On voit clairement une augmentation des distorsions dès que la puissance baisse. Ce fait souligne que cet amplificateur ne doit être mis en œuvre que pour une catégorie de transducteurs exigeant une forte valeur de tension ou de courant. La figure **III.81** montre immédiatement que l'amplificateur **OPA 549** n'est **pas** un bon choix pour solliciter un micro haut-parleur (la référence **STRU** par exemple), avec niveau de bruit assez élevé (**-60 dB**), lors que ce micro-haut-parleur ne demande que 13 mW en puissance électrique. A l'inverse, ce même amplificateur devient avantageux pour solliciter un haut-parleur classique, considérant une puissance électrique supérieur à quelques Watt, avec un niveau de bruit inférieur à -80 dB.

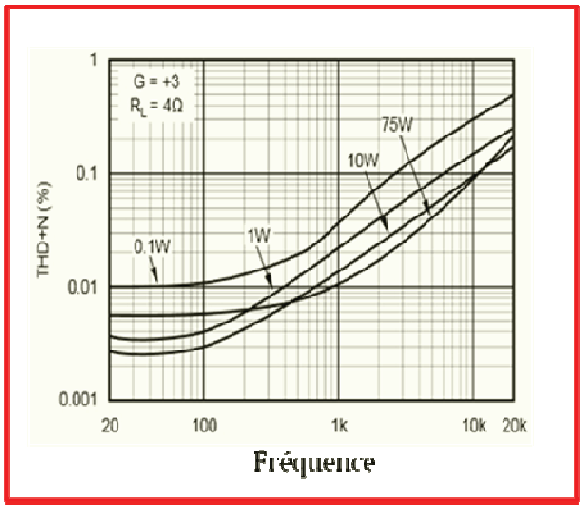


Figure III.81. Evolution du taux de "Distorsion harmonique plus Noise" de l'OPA 549

Pour la référence **STRU,** comme nous vu précédemment (*cf. supra*, §**III.4.3.1**)**,** la puissance électrique est considérée jusqu'à **30 mW**. Pour cela, les paramètres des signaux bitonaux en tension et en courant sont sélectionnés conformément aux éléments du tableau **III.14**, permettant d'ajuster les amplitudes des signaux, soit en tension soit en courant. Par conséquent, l'amplitude du déplacement de la bobine peut être maximisée. Avec un intervalle de déplacement du haut-parleur élargit, les variations des paramètres non linéaires prennent un rôle plus considérable. De fait, pour les paramètres non linéaires, dès que le déplacement présente une valeur élevée par rapport à la position du repos (**x=0**) la déformation des courbes représentatives des variations n'est plus négligeable.

Paramètres	Unité	Valeur
$\mathbf{V_1}$	V	0.98
$\mathbf{V_2}$	V	0.98
$\mathbf{I_1}$	A	30.5
$\mathbf{I_2}$	A	30.5
$\mathbf{f_1}$	Hz	541
$\mathbf{f_2}$	Hz	5447

Tableau III.14 : Valeurs des paramètres du signal bitonal de sollicitation en tension et en courant, pour une puissance effective de 30 mW appliquée à la référence STRU

L'amplificateur **LMH6622** sélectionné pour cette simulation est capable de fournir un courant limité à 90 mA. Considérant une valeur du courant traversant le micro-haut-parleur approximativement fixée à 30 mA pour chaque composante du signal bitonal (I_1 et I_2), notre choix se révèle bien justifié. Les figures **III.82** et **III.83** montrent les résultats des sollicitations respectives en tension et en courant.

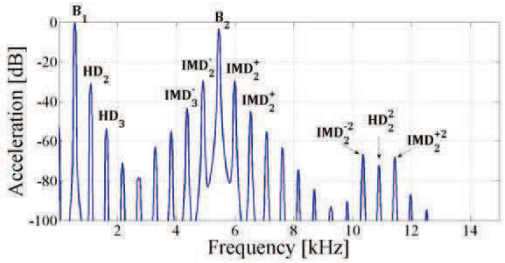


Figure III.82 : Non linéarité de l'accélération de STRU sollicité en tension par le LMH6622

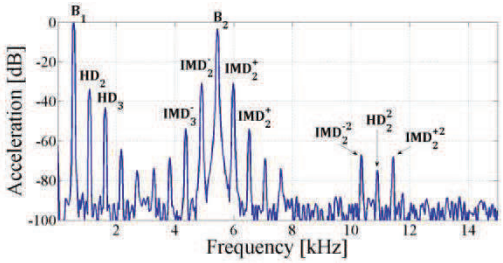


Figure III.83 : Non linéarité de l'accélération de STRU sollicité en courant par le LMH6622

Le tableau **III.15** présente une comparaison des paramètres de distorsions entre les deux spectres.

Distorsion	Mode tension	Mode courant
$\mathbf{B_1}$	0	0
$\mathbf{B_2}$	-3.29	-3.29
$\mathbf{HD_2}$	-30.7	-33.9
$\mathbf{HD_3}$	-53.8	-43.19
$\mathbf{IMD_2^-}$	-29.55	-30.84
$\mathbf{IMD_2^+}$	-29.54	-30.86
$\mathbf{IMD_3^-}$	-43.21	-53.77
$\mathbf{IMD_3^+}$	-44.89	-53.86
THD%	3.11	2.55
IMD%	8.32	5.76

Tableau III.15: Comparaison des distorsions non linéaires de l'accélération en mode tension et courant pour la référence STRU couplée à l'amplificateur LMH6622

7. Remarque conclusive vis-à-vis de la section 6.1

Bien que la comparaison entre les performances des deux configurations ne relève pas de l'évidence, en observant les valeurs des grandeurs THD% et IMD%, l'avantage du mode de sollicitation en courant se trouve justifié par rapport à celui du mode en tension. Il importe toutefois de souligner que dans les précédents cas de figure, le niveau des distorsions est particulièrement élevé et outrepasse la norme N.F.C 97420, compte tenu des méthodes de mesures préconisées par la norme N.F.C 97310 portant sur une courbe de réponse limitée au spectre [40 Hz à 16 kHz].

7.1 Remarque conclusive vis-à-vis du troisième chapitre

L'étude numérique présentée en ce chapitre permet en toute généralité d'accéder à la connaissance des comportements suivants :

- Vis-à-vis d'un transducteur électrodynamique et quelque soit sa dimension, il est possible de simuler une mise en œuvre à l'aide de Simulink® en étudiant séparément chaque défaut non linéaire, ou bien en termes de couplage jusqu'à une prise en compte de leur ensemble, dès lors que chacun d'entre eux a été caractérisé en termes de série polynomiale affectée de coefficients préalablement mesurés.

- Vis-à-vis d'un module amplificateur modélisable avec PSpice®, toute valeur d'un signal électrique considéré comme un observable quelconque en tout point du schéma, peut être calculée en termes d'analyse prédictive, avec la prise en compte des paramètres réels du composant, dès lors que ce dernier est disponible sur la librairie dédiée au logiciel (cette librairie n'est pas une banque de donnée intangible ; elle est évolutive et accessible par l'opérateur).

- Vis-à-vis de l'association d'un module électronique, au sens de l'*item* précédemment mentionné, et avec un transducteur imparfait décrit avec Simulink® (au sens du premier *item* mentionné), le comportement d'ensemble peut être simulé en détail : Il en résulte ainsi la possibilité de prédéfinir la valeur de tout observable électrique ou mécanique de l'ensemble du dispositif composite. A cet effet, la mise en œuvre d'une co-simulation impliquant l'interface Simulink-PSpice (SLPS) apparaît comme une **nouveauté vis-à-vis de l'état de la technique**.

Ces trois points prennent en considération tous les défauts métrologiquement accessibles, et conduisent à une évaluation prédictive des comportements, en termes de distorsions tant harmonique que d'intermodulation. La mise en œuvre de notre approche peut ainsi constituer un avantage notable pour tout bureau d'étude chargé de développer des systèmes de reproduction sonore de qualité.

Références bibliographiques relatives au troisième chapitre

1] E. Sturtzer, G. Pillonnet, G. Lemarquand, N. Abouchi, "Comparison between voltage and current driving methods of micro-speaker", Applied Acoustics, 2012.

2] T. Matsumura, S. Saiki, K. Sano, S. Usuki, "Ultra-thin micro-loudspeaker using oblique magnetic circuit", 124th AES convention, Amsterdam, 2008.

3] A.N. Thiele, "Loudspeakers in Vented Boxes, Parts I and II", J. Audio Eng. Soc., vol. 19, May 1971, p. 382–392; June 1971, p. 471–483.

4] R.H. Small, "Direct-Radiator Loudspeaker System Analysis", J. Audio Eng. Soc., vol. 20, June 1972, p. 383–395.

5] R.H. Small, "Closed-Box Loudspeaker Systems", J. Audio Eng. Soc., vol. 20, Dec. 1972, p. 798–808; vol. 21, Jan./Feb. 1973, p. 11–18.

6] R.H. Small, "Vented-Box Loudspeaker Systems", J. Audio Eng. Soc., vol. 21, June 1973, p. 363–372; July/Aug. 1973, p. 438–444; Sept. 1973, p. 549–554; Oct. 1973, p. 635–639.

7] W. Klippel, "Assessment of Voice-Coil Peak Displacement X_{max}" J. Audio Eng. Soc., vol. 5, 2003, p. 307 - 323.

8] A. Voishvillo, "Graphing, Interpretation, and Comparison of Results of Loudspeaker Nonlinear Distortion Measurements" J. Audio Eng. Soc, vol. 52, N°. 4, April 2004, p. 332-357.

9] E. Czerwinski, "Air-Related Harmonic and Intermodulation Distortion in Large Sound Systems", J. Audio Eng. Soc., vol. 47, No. 6, June 1999, p. 427-446.

10] W. Klippel, "Equivalent Input Distortion" J. Audio Eng. Soc, vol. 52, N°. 9, Sept. 2004, pp. 931-947.

11] W. Klippel, "The Nonlinear Large Signal Transfer Characteristics of Electrodynamical Loudspeakers at Low Frequencies", J. Audio Eng. Soc, vol. 32, N°. 6, 1992, p. 483-496.

12] W. Klippel, " Handbook of Sound quality of audio systems", Lecture 26-28 March, 2012.

13] W. Klippel, " Measurement of Large-Signal Parameters of Electrodynamic Transducer", 107th AES convention, New York, 1999.

14] M. Erza, G. Lemarquand, V. Lemarquand, " Distortion in Electrodynamic Loudspeakers Caused by Force Factor Variations", Archives of Acoustics, vol.36, N°. 4, 2011, p. 873-885.

15] P. Loyez, " Techniques des haut-parleurs et des enceintes acoustiques", 2ème Ed., Dunod, Paris, 2003.

16] P.L. Nateuil, "Dictionnaire encyclopédique du son", 2ème Ed., Dunod Paris 2008.

17] I. Shahosseini, " Vers des micro-haut-parleurs à hautes performances électroacoustiques en technologie sillicium", Mémoire de thèse, Université Paris Sud, 2012.

18] S.S. Je, F. Rivas, R. E.Diaz, J. Kwon, J. Kim, B. Bakkaloglu, S. Kiaei, J. Chae, " A Compact and Low-Cost MEMS Loudspeaker for Digital Hearing Aids", IEEE Transaction on Biomedical Circuits and Systems, vol. 3, N°. 5, 2009, p.348-358.

19] F.L. Ayatollahi, B.Y. Majlis, "Design and Modeling of Micromachined Condenser MEMS Loudspeaker using Permanent Magnet Neodymium-Iron-Boron (Nd-Fe-B)", ICSE '06. IEEE International Conference on Semiconductor Electronics, Kuala Lumpur, 2006.

20] Y.C. Chen, Y.T. Cheng, "A low-power milliwatt electromagnetic microspeaker using a PDMS membrane for hearing aids application", IEEE 24th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), Cancun, 2011.

21] E. Sturtzer, I. Shahosseini, G. Pillonnet, E. Lefeuvre, G. Lemarquand, "High fidelity microelectromechanical system electrodynamic micro-speaker characterization", Journal of Applied Physics, vol. 113, 2013, p. 214905(0-7).

22] Y. Lu, A. Lal, "Acoustic speaker based on high-efficiency broadband nano-pillar photonic crystal opto-thermo-mechanical MEMS excitation" 16th Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS), Beijing, 2011.

23] M. Erza, G. Lemarquand, V. Lemarquand, " Influence of force factor variation in electrodynamic loudspeakers", 14th International Symposium on Sound Engineering and Tonmeistering, Wroclaw, 2011.

24] W. Klippel, "Speaker Auralisation subjective evaluation of nonlinear distortion", 110th AES Convention, Amsterdam, 2001.

25] E. Meriläinen, "Current-Driving of Loudspeakers", Copyright® Esa T. Meriläinen, Print-on-demand service, www.current-drive.info , USA, 2010, ISBN 1450544009.

26] M. Erza, G. Lemarquand, V. Lemarquand, "Contribution of the reluctance force to the signal distortion in electrodynamic loudspeakers", IEEE International Magnetics Conference, Vancouver, 2012.

27] B. Razavi, "Fundamentals of Microelectronics", 1st Ed., Wiley, USA, 2006.

28] B. Razavi, "Design of Analog CMOS Integrated Circuits", 1st Ed., Wiley, USA, 2000.

29] Site du fournisseur du logiciel Orcad® en France : http://www.artedas.fr/OrCAD/capture.php.

30] K. Thorborg, A. Unruh, "Electrical Equivalent Circuit Model for Dynamic Moving-Coil Transducer Incorporating a Semi-Inductor", J. Audio Eng. Soc., vol. 56, N°. 9, 2008, p. 696-709.

31] J. Vega, R. Ramanathan, "Harmonic distortion : Part I Understanding Harmonic Distortion Vs Frequency Measurements in Op Amps", Copyright® EN-Genius Network Ltd, http://www.en-genius.net/site/zones/acquisitionZONE/technical_notes/acqt_013012 .

32] G. Asch et collaborateurs, "Acquisition de données du capteur à l'ordinateur", Dunod, Paris 1999, ISBN 2-10-004204-1.

33] Web site du fournisseur de logiciel de co-simulation SLPS en France : http://www.artedas.fr/brochures_pdf/OrCAD_Option_SLPS.pdf .

34] E. Gaviot, "Cours : Electronique et Métrologie des grandeurs physiques par mesures en pont "**,** *Cours & TD de 2eA ENSIM, Tronc commun VAC***, 1999-2013.**

35] M.H. Knudsen, J.G. Jensen , "Low-Frequency Loudspeaker Models that Include Suspension Creep" J. Audio Eng. Soc, vol. 41, Jan./Feb. 1993, pp. 3-18.

36] A.J. Kazier, "Modelling of the Nonlinear Response of an Electrodynamic Loudspeaker by a Volterra Series Expansion", J. Audio Eng. Soc., vol. 35, 1987, p. 421-433.

37] I. Aldoshina, A. Vioshvillo, V. Mazin, "Loudspeaker Motor Nonlinear Modeling Based on Calculated Magnetic Field Inside the Gap", 97th AES Convention, San Francisco, 1994.

38] W. Klippel, "Dynamic Measurement and Interpretation of Nonlinear Parameters of electrodynamic Loudspeakers" J. Audio Eng. Soc, vol. 38, Dec. 1990, pp. 944-955.

39] D.R. Birt, "Nonlinearities in Moving-Coil Loudspeaker with Overhung Voice Coil", J. Audio Eng. Soc, vol. 39, Apr. 1991, pp. 219-231.

40] R. Lian, "Distortion Mechanisms in the Electrodynamic Motor System", 84th AES Convention, Paris, 1988.

41] M. Bruneau, "Contribution à l'étude de l'impédance motionnelle d'un haut-parleur chargé par un tuyau sonore", Thèse de doctorat d'état, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI et Université du Maine, 1975.

42] A.M. Bruneau, "Contribution à l'étude du rayonnement des surfaces vibrantes influence de leurs caractéristiques physiques et leurs écrans et enceintes », Thèse de doctorant en science physiques, Université du Maine, 1978.

43] G. Venet, "Etude des paramètres d'un système mécano-acoustique en relation avec l'admittance motionnelle de l'excitateur", Thèse de doctorant de troisième cycle, Université du Maine, 1977.

44] W. Marshall Leach, "Introduction to Electroacoustics and Audio Amplifier Design", Third Edition, Kendall/Hunt Publishing Co, U.S.A, 2003.

CONCLUSION GENERALE, ANNEXES & CARACTERISATIONS

CONCLUSION GENERALE

Les présents travaux ont permis d'appréhender les diverses sources de non-linéarité affectant les haut-parleurs électrodynamiques. A titre de rappel, après la présentation générale de ce type de transducteurs observé en termes idéaux au sein du **premier chapitre**, ce dernier est complété par la présentation des avantages d'un mode de pilotage en courant, avec diverses solutions permettant de remédier aux inconvénients inhérents à ce type de commande. En effet, ayant démontré que l'avantage essentiel du contrôle en courant réside dans l'éradication de nombreux effets non linéaires dus aux forces contre électromotrices générées par le dispositif en cours de fonctionnement, il importait de donner des solutions techniques permettant de s'affranchir du pic de résonance mécanique intrinsèquement présenté par les haut-parleurs électrodynamiques. L'argument le plus couramment évoqué par l'homme du métier réticent au développement des modes de contrôle en courant, repose *a priori* à titre légitime sur l'intérêt du principe naturel de filtrage du pic de résonance apporté par l'impédance motionnelle du haut-parleur. S'il est vrai que la mise en œuvre de ce filtrage se révèle particulièrement efficace et dénuée d'investissement, il n'en demeure pas moins que l'impédance motionnelle est fonction de très nombreux paramètres évolutifs, en termes de dérive, à la source des principales distorsions de non-linéarité. Bien qu'évoquant des éléments bien connus de l'homme du métier, le premier chapitre relativise l'intérêt de l'amortissement naturel associé au mode de commande en tension.

Afin de valider les modèles généraux que nous présentons au troisième chapitre, nous avons jugé bon de développer une **approche analytique** permettant d'analyser la distorsion harmonique relevant exclusivement du mode de pilotage en courant. Le modèle analytique proposé au **deuxième chapitre**, bien qu'imparfait, permet toutefois d'être confronté aux modèles numériques généraux dont le champ est alors volontairement restreint à une seule source de non-linéarité, la congruence des résultats obtenus permettant de valider simultanément les deux approches en l'attente des résultats de mesures en cours d'étude. La confrontation des modèles nous a conduit en outre à souligner l'intérêt de présenter les résultats portant sur l'accélération de l'équipage mobile, non pas rapportés au niveau de la composante fondamentale, mais à un niveau de référence fixé que nous avons choisi avec l'accélération de la pesanteur. Toutefois, afin de rester conforme aux usages de l'homme du métier, nous avons conservé les résultats généraux présentés dans le chapitre III avec la forme standard rapportée au niveau de la fondamentale.

Le **troisième chapitre**, en termes de temps fort de ces travaux, présente le développement et les applications de nos modèles numériques adaptés à l'étude des non linéarités couplées des haut-parleurs adjoints à leurs conditionneurs. Les résultats des sollicitations en modes tension et courant peuvent ainsi être comparés. En premier lieu, le comportement spécifique d'un groupe de haut-parleurs réels a fait l'objet de simulations à l'aide du progiciel ***Simulink***®. Ensuite, divers conditionneurs basés sur des modules amplificateurs imparfaits de l'état de la technique ont été étudiés

avec le progiciel ***PSpice***®, largement reconnu par la communauté des électroniciens. Les deux approches de simulation sont ensuite couplées de manière originale, au moyen du logiciel de co-simulation ***SLPS***® permettant de simuler le comportement d'une association transducteur et amplificateur avec leurs défauts respectifs. Cet aspect était déjà apparu comme stratégique au sein de la société ***ON Semiconductors*** en 2012, et nous avons finalisé les modèles opérationnels en 2013.

Nous avons reporté en annexe l'étude particulière de l'amplification conduite à l'aide d'un amplificateur intégré suivi d'une paire complémentaire de transistors bipolaires de puissance, afin d'illustrer le rôle de correction de la distorsion de raccordement à l'aide d'un couple de diodes participant à la pré polarisation des transistors.

Ainsi, c'est en termes de généralisation que notre approche présente l'avantage de pouvoir prendre en considération l'ensemble de l'association [conditionneur + transducteur], en permettant de **déterminer de façon prédictive la valeur de tout observable mécanique ou électrique au sein du dispositif composite**, considérant le mode de sollicitation et le signal imposés. Les résultats sont directement définis dans le domaine temps pour ensuite être convertis dans le domaine fréquence.

Il ressort de cette approche la possibilité d'épargner un temps et un coût significatifs lors du développement industriel de systèmes de reproduction audio. En effet, reporter l'ultime étape de l'assemblage physique (suivi de sa caractérisation) après avoir optimisé la structure en termes de modèles opérationnels constitue un avantage considérable au sein d'un bureau d'étude. Nous souhaitons que l'exploitation de nos travaux puisse contribuer à de tels développements industriels.

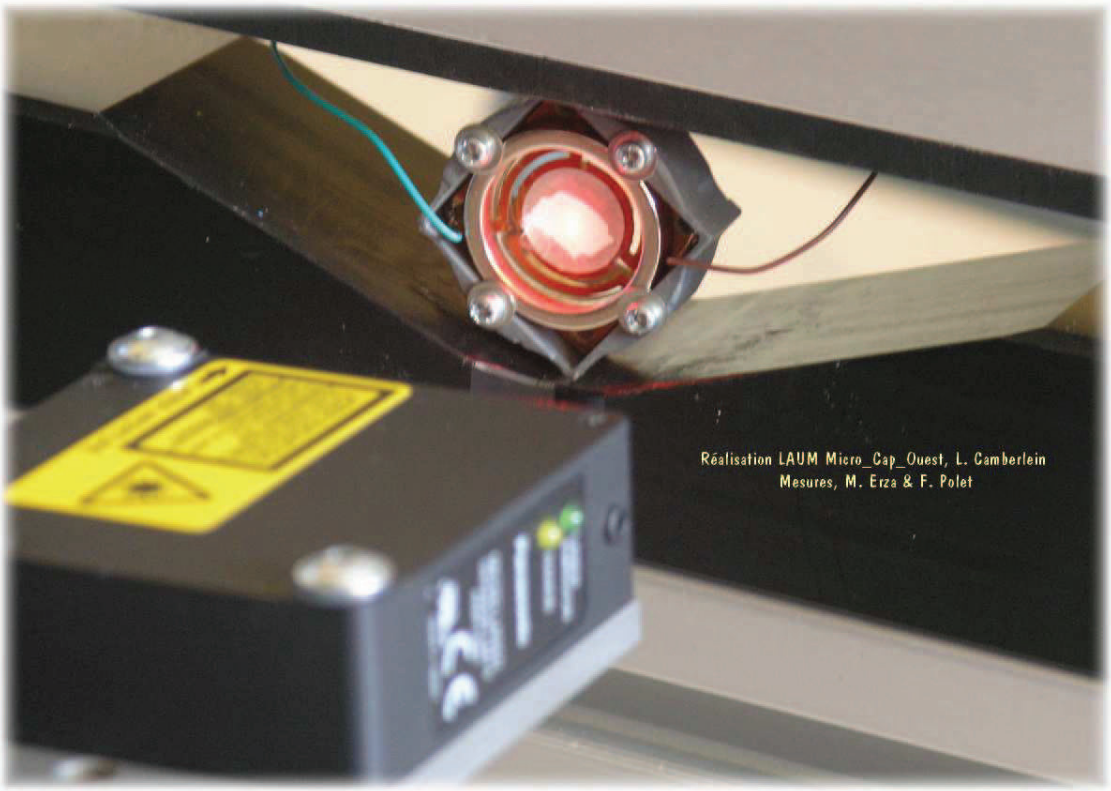


Planche III : Micro transducteur hybride en cours de test (Banc de mesure Klippel®)

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 : Détermination d'une tension RMS par conversion totale du signal en chaleur 12
Figure I.2 : Détermination des signaux électrique en dB en termes énergétiques …… 13
Figure I.3 : Variation de la perception sonore en fonction de la fréquence ……..… 15
Figure I.4: Schéma en coupe d'un haut-parleur électrodynamique …….. 18
Figure I.5 : Eléments constitutifs d'une chaîne de reproduction sonore ……... 20
Figure I.6 : Réponses impulsionnelle et indicielle d'un haut parleur medium idéalisé …… 23
Figure I.7 : Evolution du polynôme normalisé $\mathscr{H}_1(p) = \omega_0^2 . \mathscr{F}_1(p)$ ……. 26
Figure I.8 : Comportement fréquentiel type des fonctions déplacement et accélération ….. 27
Figure I.9 : Détermination temporelle des fonctions déplacement, vitesse, et accélération… 28
Figure I.10 : Comportement temporel des fonctions déplacement, vitesse, et accélération … 29
Figure I.11 : Fonctions déplacement, vitesse, et accélération autour de la résonance ……. 30
Figure I.12 : Fonctions déplacement, vitesse, et accélération pour un régime à 440Hz ….. 30
Figure I.13 : Force de sollicitation parasite origine d'une distorsion harmonique double ... 31
Figure I.14 : Contributions à l'impédance d'un haut-parleur médium générique de 8Ω …. 33
Figure I.15 : Influence des grandeurs électriques du modèle linéaire associé au pilotage en tension vis-à-vis du déplacement X et de l'accélération A du diaphragme ……..... 35
Figure I.16 : Pilotages en tension et en courant comparés vis-à-vis de l'accélération …….. 36
Figure I.17 : Confrontation entre modèle idéal et mesures du constructeur (Morel®) …… 37
Figure I.18 : Composantes de l'impédance et représentation de la partie dissipative ……. 38
Figure I.19 : Eléments constitutifs d'un traitement feedback …… 40
Figure I.20 : Principe régissant la structure amplificatrice non inverseuse ……. 41
Figure I.21 : Comportement des amplificateurs opérationnels pourvus de compensation … 43
Figure I.22 : Schémas génériques de convertisseurs Tension Courant …….. 43
Figure I.23 : Réseau "R+RLC" pour la correction du pic de résonance …… 45
Figure I.24 : Impédance du réseau [R + R//L//C] pour la correction du pic de résonance … 47
Figure I.25 : Correction idéale du pic de résonance adjointe au contrôle en courant …… 47
Figure I.26 : Correction de la résonance par réseau [(L+C)//R] inséré en boucle …….. 48
Figure I.27 : Comportements des éléments insérés dans la correction du pic de résonance 48
Figure I.28 : Compensation opérée au sein de la boucle de feedback ……. 49
Figure I.29 : Compensation de résonance par cellule RLC montée en feedforward …… 50

Figure II.1 : Tension fonction de Courant pour deux exemples de non linéarités paraboliques …… 57
Figure II.2 : Composantes [idéale + parasite] de la réponse à un signal bitonal (dipôle élémentaire) …… 58
Figure II.3 : Module du spectre des composantes idéale et parasite d'une réponse bitonale 58
Figure II.4 : Caractéristiques d'un dipôle avec et sans distorsion d'ordre trois …….. 59

Figure II.5 : Spectre pour une altération de distorsion exclusivement d'ordre trois …… 60

Figure II.6 : Altération spectrale pour une faible distorsion parabolique et cubique …….. 60

Figure II.7 : Récapitulatif des contributions de chaque ordre de non linéarité …… 61

Figure II.8 : Illustration de l'altération fréquentielle par effet Doppler …… 62

Figure II.9 : Rôle fondamental de l'observable Déplacement vis-à-vis de la génération des distorsions …… 64

Figure II.10 : Implication relative des paramètres B_l, R_e, L_e sur un comportement d'ensemble …… 65

Figure II.11 : Décomposition en parité d'un polynôme typique de *fitting* du facteur de force …….. 67

Figure II.12 : Polynôme de *fitting* au rang 5 du facteur de force du transducteur Morel® EM 428 …… 72

Figure II.13 : Evolution fréquentielle de composantes non linéaires dues au facteur de force …… 73

Figure II.14 : Etude de l'influence du facteur de force : Evolution fréquentielle comparée des harmoniques de l'accélération pour un courant de 100mA …… 74

Figure II.15 : Influence de la force solénoïde en termes de distorsion …… 76

Figure II.16 : Représentation polynomiale de la rigidité k_m et de la compliance C_m …… 78

Figure II.17 : Etude de l'influence de la rigidité non linéaire k_m : Evolution fréquentielle comparée des harmoniques d'accélération pour une sollicitation en courant de 100 mA … 80

Figure II.18 : Etude de l'influence de la rigidité non linéaire k_m : Evolution fréquentielle comparée des harmoniques d'accélération pour une sollicitation en courant de 250mA … 81

Figure II.19 : Evolutions comparées des distorsions des harmoniques Deux …… 82

Figure II.20 : Evolution spéculative du coefficient de frottement fluide dans l'air pour diverses valeurs de la pression environnant le transducteur …….. 85

Figure II.21 : Evolutions comparées des approches analytique et numérique vis-à-vis du coefficient de frottement fluide (air pour une pression de 2 bars, et courant de 100 mA) … 86

Figure II.22 : Evolutions comparées des approches analytique et numérique vis-à-vis du coefficient de frottement fluide (air pour une pression de 2 bars, et courant de 250 mA) … 87

Figure II.23 : Evolutions en dB_g et en lecture directe des cinq premières composantes harmoniques affectant le caractère non linéaire du facteur de force …….. 88

Figure II.24 : Eradication des raies paires en annulant les paramètres impaires du polynôme représentatif du facteur de force …… 89

Figure II.25 : Evolutions en dB_g et en lecture directe des cinq premières composantes harmoniques affectant le caractère non linéaire de la rigidité (figure II.17 édulcorée) …… 90

Figure III.1A : Transducteurs KLIP et PION (pour les simulations et les mesures) …….. 93

Figure III.1B : Transducteurs MORE et BPS8 (pour les simulations et les mesures) ……. 94

Figure III.2 : Appareil de mesure Klippel® de type *laser*, référencé ANR1282 …… 94

Figure III.3 : Schéma de principe du module de caractérisation linéaire LPM …… 97

Figure III.4 : Impédances électriques mesurées pour les haut-parleurs de référence ……98

Figure III.5 : Schéma du principe de traitement assuré par le module LSI ……99

Figure III.6 : Variations des paramètres de base pour l'ensemble des transducteurs caractérisées avec le banc de mesures Klippel® …… 103

Figure III.7 : Modèle de haut-parleur non linéaire commandé en tension réalisé avec Simulink® …… 105

Figure III.8 : Spectre du courant de STRU représentant les distorsions de $B_l(x)$ …… 107
Figure III.9 : Spectre de l'accélération de STRU représentant les distorsions de $B_l(x)$ … 107
Figure III.10 : Spectre du courant de KLIP représentant les distorsions liées à $B_l(x)$ ….. 108
Figure III.11 : Spectre de l'accélération de KLIP représentant les distorsions liées à $B_l(x)$ 108
Figure III.12 : Spectre du courant de PION représentant les distorsions liées à $B_l(x)$ ….. 108
Figure III.13 : Spectre de l'accélération de PION représentant les distorsions liées à $B_l(x)$ 108
Figure III.14 : Spectre du courant de MORE représentant les distorsions liées à $B_l(x)$ … 109
Figure III.15 : Spectre de l'accélération de MORE représentant les distorsions liées à $B_l(x)$ 109
Figure III.16 : Spectre du courant de BPS8 représentant les distorsions liées à $B_l(x)$ … 109
Figure III.17 : Spectre de l'accélération de BPS8 représentant les distorsions liées à $B_l(x)$ 109
Figure III.18 : Spectre du courant de STRU représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ ….. 110
Figure III.19 : Spectre de l'accélération de STRU représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ 110
Figure III.20 : Spectre du courant de KLIP représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ … 110
Figure III.21 : Spectre de l'accélération de KLIP représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ 110
Figure III.22 : Spectre du courant de PION représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ … 110
Figure III.23 : Spectre de l'accélération de PION représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ 110
Figure III.24 : Spectre du courant de MORE représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ … 111
Figure III.25 : Spectre de l'accélération de MORE représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ 111
Figure III.26 : Spectre du courant de BPS8 représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ … 111
Figure III.27 : Spectre de l'accélération de BPS8 représentant les distorsions liées à $k_m(x)$ 111
Figure III.28 : Spectre du courant de STRU représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ … 112
Figure III.29 : Spectre de l'accélération de STRU représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ 112
Figure III.30 : Spectre du courant de KLIP représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ …. 112
Figure III.31 : Spectre de l'accélération de KLIP représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ 112
Figure III.32 : Spectre du courant de PION représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ …… 112
Figure III.33 : Spectre de l'accélération de PION représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ 112
Figure III.34 : Spectre du courant de BPS8 représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ …….. 112
Figure III.35 : Spectre de l'accélération de BPS8 représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ 112
Figure III.36 : Spectre du courant de MORE représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ …… 113
Figure III.37 : Spectre de l'accélération de MORE représentant les distorsions liées à $L_e(x)$ 113
Figure III.38 : Spectre du courant non linéaire de STRU lié à toutes les variations …….. 114
Figure III.39 : Spectre de l'accélération non linéaire de STRU liée à toutes les variations 114
Figure III.40 : Spectre du courant non linéaire de KLIP lié à toutes les variations …….. 114
Figure III.41 : Spectre de l'accélération non linéaire de KLIP liée à toutes les variations … 114
Figure III.42 : Spectre du courant non linéaire de PION lié à toutes les variations …… 114
Figure III.43 : Spectre de l'accélération non linéaire de PION liée à toutes les variations … 114
Figure III.44 : Spectre du courant non linéaire de MORE lié à toutes les variations …… 115
Figure III.45 : Spectre de l'accélération non linéaire de MORE liée à toutes les variations 115
Figure III.46 : Spectre du courant non linéaire de BPS8 lié à toutes les variations ……. 115
Figure III.47 : Spectre de l'accélération non linéaire de BPS8 liée à toutes les variations … 115
Figure III.48 : Modèle descriptif d'un haut-parleur non linéaire commandé en courant développé à l'aide du progiciel Simulink® ……. 116
Figure III.49 : Spectre de l'accélération de la référence KLIP lié aux défauts de $B_l(x)$ ……. 117

Figure III.50 : Spectre de l'accélération de la référence PION lié aux défauts de $B_l(x)$ …… 117

Figure III.51 : Spectre de l'accélération de la référence MORE lié aux défauts de $B_l(x)$ … 118

Figure III.52 : Spectre de l'accélération de la référence BPS8 lié aux défauts de $B_l(x)$ …… 118

Figure III.53 : Valeurs des accélérations en fonction de la fréquence pour la référence STRU pour des sollicitations en courant (tracé en bleu) et en tension (tracé en rouge) ……. 119

Figure III.54 : Spectres de l'accélération de la référence KLIP vis-à-vis des défauts liés à $k_m(x)$ ……. 120

Figure III.55 : Spectres de l'accélération de la référence PION vis-à-vis des défauts liés à $k_m(x)$ ……. 120

Figure III.56 : Spectres de l'accélération de la référence MORE vis-à-vis des défauts liés à $k_m(x)$ ……. 120

Figure III.57 : Spectres de l'accélération de la référence BPS8 vis-à-vis des défauts liés à $k_m(x)$ ……. 120

Figure III.58 : Spectres de l'accélération de la référence KLIP représentant les défauts de $L_e(x)$ ……. 121

Figure III.59 : Spectres de l'accélération de la référence PION représentant les défauts de $L_e(x)$ ……. 121

Figure III.60 : Spectres de l'accélération de la référence MORE représentant les défauts de $L_e(x)$ ……. 121

Figure III.61 : Spectres de l'accélération de la référence BPS8 représentant les défauts de $L_e(x)$ ……. 122

Figure III.62 : Spectres de l'accélération de la référence KLIP représentant tous les défauts ……..……. 122

Figure III.63 : Spectres de l'accélération de la référence PION représentant tous les défauts ……..……. 123

Figure III.64 : Spectres de l'accélération de la référence MORE représentant tous les défauts ……..……. 123

Figure III.65 : Spectre de l'accélération de la référence BPS8 représentant tous les défauts ……..……. 123

Figure III.66 : Grandeur THD+N % mesurée dans la bande passante d'un amplificateur 126

Figure III.67 : Câblage élémentaire en inverseur d'un amplificateur LM741 …… 126

Figure III.68 : Transformation de Fourier d'un signal "haute fréquence audio (5kHz)" représentant la tension de sortie de l'amplificateur LM741 ……. 127

Figure III.69 : Transformation de Fourier du signal de tension de sortie de l'amplificateur LM 741 en basse fréquence audio (300 Hz) …… 127

Figure III.70. Réponses indicielles de chacun des amplificateurs opérationnels évalués en termes de leurs "*Slew Rate*" respectifs …….. 129

Figure III.71 : Environnement de Simulink comprenant des amplificateurs non idéaux simulés par Pspice® et associés par SLPS avec des modèles non linéaires de haut-parleurs ……. 130

Figure III.72 : Evolutions concomitantes de la tension et du courant pour la charge ZX … 131

Figure III.73 : Spectre de l'accélération non linéaire de STRU commandé par un LM 741 132

Figure III.74 : Spectre de l'accélération non linéaire de STRU commandé par un OPA 549 132

Figure III.75 : Non linéarité de l'accélération de PION commandé par OPA 549, G=1 ….. 133

Figure III.76 : Non linéarité de l'accélération de PION commandé par OPA 549, G=10 … 133

Figure III.77 : Non linéarité de l'accélération de PION commandé par OPA 549, G=100 ...133

Figure III.78 : Non linéarité de l'accélération de PION commandé par OPA 549, G=300…133

Figure III.79 : Non linéarité de l'accélération de MORE sollicité en tension par OPA 549 ……. 134

Figure III.80 : Non linéarité de l'accélération de MORE sollicité en courant par OPA 549……..… 134

Figure III.81. Evolution du taux de "Distorsion harmonique plus Noise" de l'OPA 549 … 136

Figure III.82 : Non linéarité de l'accélération de STRU sollicité en tension par le LMH6622 …….. 136

Figure III.83 : Non linéarité de l'accélération de STRU sollicité en courant par le LMH6622 …….. 136

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1 : Variables conjuguées aux énergies les plus communes …….. 11

Tableau I.2 : Exemples de niveaux de pression acoustique …….. 15

Tableau I.3 : Composition des facteurs de résonance mécanique et électrique ……. 35

Tableau II.1 : Propriétés thermiques et électriques de quelques conducteurs

Tableau II.2 : Expression des coefficients affectés aux diverses puissances de X …… 68

Tableau II.3 : Valeurs comparées des paramètres du haut-parleur Morel EM 428 …… 71

Tableau II.4 : Paramètres descriptifs du *fitting* au rang 5 de la grandeur facteur de force 71

Tableau II.5 : Dégradation du taux d'imparité en fonction du maximum de l'excursion forcée …… 72

Tableau II.6 : Valeurs pour 100 mA des niveaux des fondamentales de l'accélération …… 74

Tableau II.7 : Paramètres du polynôme descriptif de l'inductance effective …….. 75

Tableau II.8 : Paramètres du polynôme associé aux évolution de la rigidité k_m …… 77

Tableau II.9 : Paramètres du polynôme associé aux évolution de la compliance C_m …… 77

Tableau II.10 : Valeurs à 100 mA des niveaux des fondamentales de l'accélération (k_m) … 80

Tableau III.1 : Caractéristiques de l'amplificateur du banc de mesure Klippel® ……. 96

Tableau III.2 : Caractéristiques du module laser ANR1282 du banc de mesure Klippel®… 96

Tableau III.3 : Caractéristiques du support du banc de mesure de Klippel® …….. 96

Tableau III.4 : Les paramètres linéaires du modèle T/S mesurés avec l'appareil de Klippel® …….. 97

Tableau III.5 : Les coefficients des fonctions polynômes des paramètres non linéaires …. 100

Tableau III.6 : Catégorie et plage fréquentielle opérationnelle des transducteurs référencés ……. 106

Tableau III.7 : Valeurs des paramètres des signaux bitonaux de sollicitation en tension … 107

Tableau III.8 : Comparaison des spectres de l'accélération des références KLIP, PION, et MORE …….. 109

Tableau III.9.a : Valeurs des caractéristiques de THD% et IMD% liées aux variations de l'inductance des références KLIP et PION …… 113

Tableau III.9.b : Valeurs des caractéristiques de THD% et IMD% liées aux variations de l'inductance des références MORE et BPS8 …… 114

Tableau III.10 : Valeurs des paramètres associés au signal bitonal du courant …… 117

Tableau III.11 : Comparaison des spectres du courant et de l'accélération pour les références de transducteurs KLIP, PION et MORE ……..… 118

Tableau III.12 : Caractéristiques liées aux spectres de l'accélération pour l'ensemble des références commandées en tension et en courant …….. 124

Tableau III.13 : Comparaison des distorsions non linéaires en fonction de l'augmentation du gain ……..…….. 134

Tableau III.14 : Valeurs des paramètres du signal bitonal de sollicitation en tension et en courant, pour une puissance effective de 30 mW appliquée à la référence STRU …….. 136

Tableau III.15: Comparaison des distorsions non linéaires de l'accélération en mode tension et courant pour la référence STRU couplée à l'amplificateur LMH6622……. 136

LISTE DES PLANCHES

Planche I : Micro transducteur hybride en cours de test (Banc Klippel®) …… 8

Planche II : Caractérisation d'un haut-parleur générique (Banc Klippel®) ……. 54

Planche III : Micro transducteur MCO1 en cours de test (Banc Klippel®) ……. 142

ANNEXE I : A] Caractéristiques constructeur du transducteur de référence EM 428

morel

EM 428

Elite Midrange,
Ø 4", Ø 2.1" voicecoil, 8Ω

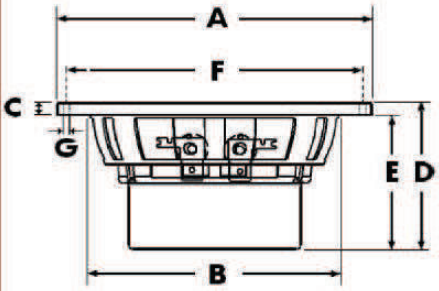
SPECIFICATIONS

General Data		
Overall Dimensions	DxH	118.5mm(4.66")x56m(2.20")
Nominal Power Handling (DIN)	P	150W
Transient Power 10ms		800W
Sensitivity 2.83V/1M		87dB SPL
Frequency Response		See graph
Cone Material		Damped Polymer Composite
Net Weight	Kg	0.518
Electrical Data		
Nominal Impedance	Z	8Ω
DC Resistance	Re	5.4Ω
Voice Coil Inductance @ 1KHz	LBM	0.36mH
Voice Coil and Magnet Parameters		
Voice Coil Diameter	DIA	54mm
Voice Coil Height		12mm
HE Magnetic Gap Height	HE	6mm
Max. Linear Excursion	X	±3mm
Voice Coil Former		Aluminum
Voice Coil Wire		Hexatech™ Aluminum
Number Of Layers		2
Magnet System Type		Neodymium vented
B Flux Density	B	0.88 T
BL Product	BXL	5.4 N.A
T-S Parameters		
Suspension Compliance	Cms	0.88 mm/N
Mechanical Q Factor	Qms	3.03
Electrical Q Factor	Qes	0.48
Total Q Factor	Qts	0.41
Mechanical Resistance	Rms	0.86 Kg/s
Moving Mass	Mms	6.55 g
Eq. Cas Air Load (liters)	VAS	3.5 Lt
Resonant Frequency	Fs	68 Hz
Effective Piston Area	SD	57 cm²

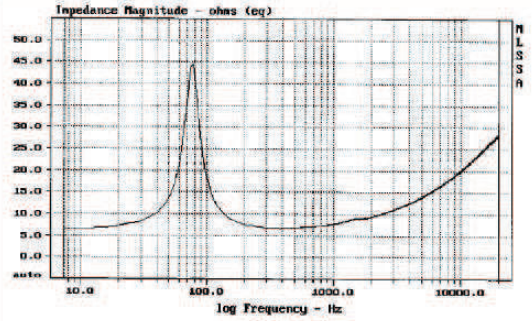
FEATURES

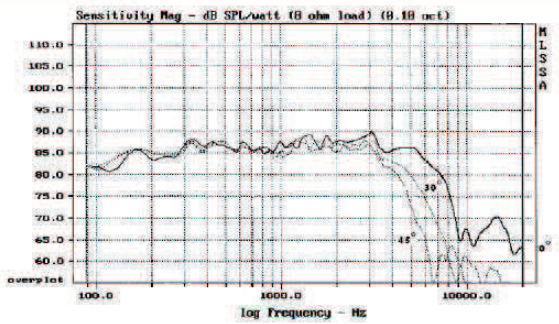
* Uniflow™ steel chassis
* Neodymium magnet system
* 2.1" Large Hexatech™ Aluminum voice coil
* High power handling
* Shallow profile D.P.C cone

Unit Dimensions



A - Overall diameter	118.5mm
B - Cut out diameter	94mm
C - Flange thickness	5mm
D - Overall height	56mm
E - Basket + magnet depth	51mm
F - Mounting holes location diameter	110mm
G - 4 Mounting holes, at 90° interval, inner hole diameter	Ø 3mm





Measured on IEC baffle using Bruel & Kjaer 3144 model microphone.

Morel operate policy of continuous product design improvement, consequently specifications are subject to alteration without prior notice.

Europe distribution: ELTIM audio BV, Eenrummerweg 5, NL-9961 PC Mensingeweer
Tel +31 (0)595 491748 Fax +31 (0)595 491946 email info@moreleurope.com
www.moreleurope.com

ANNEXE I : B] Caractéristiques mesurées du premier transducteur EM 428

Echantillon n°1

Reçu le 19 juin 2013

EM 428

Elite Midrange

Ø 4", Ø 2.1" voicecoil, 8Ω

Paramètres **mesurés** par le banc de mesure **Klippel**

Paramètres électriques

Résistance DC	R_e	**5.41** Ω
Inductance	L_e	**0.356** mH
Fréquence de résonance	f_s	**87.7** Hz

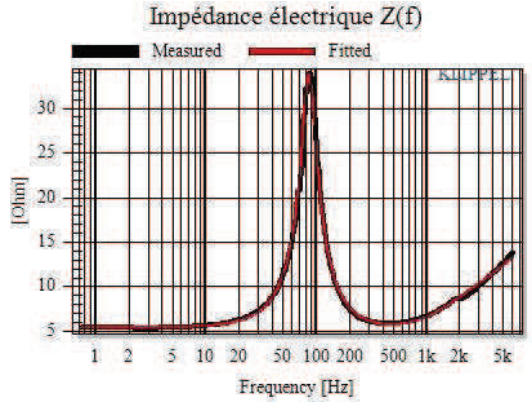
Paramètres mécaniques

Masse mobile	M_m	**6.529** g
Coef. Frot. Fluide	f_m	**1.239** kg/s
Rigidité (raideur)	k_m	**1938** N/m
Facteur de force	Bl	**5.934** T.m

Facteurs de résonance Q

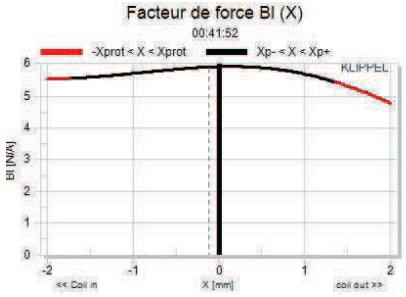
Facteur de résonance électrique	Q_e	**0.535**
Facteur de résonance mécanique	Q_m	**2.87**
Facteur total de résonance	Q_{m+e}	**0.451**

Impédance électrique

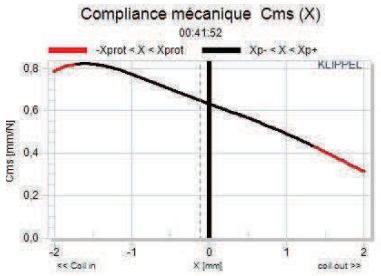


Paramètres non linéaires

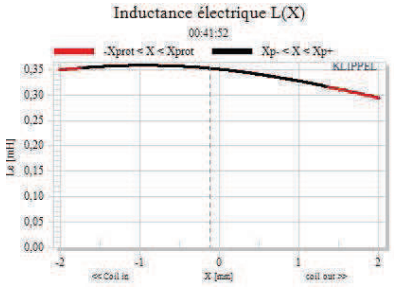
Facteur de force Bl(x)



Compliance mécanique $C_m(x)$



Inductance $L_e(x)$



ANNEXE I : C] Caractéristiques mesurées du second transducteur EM 428

Echantillon n°2

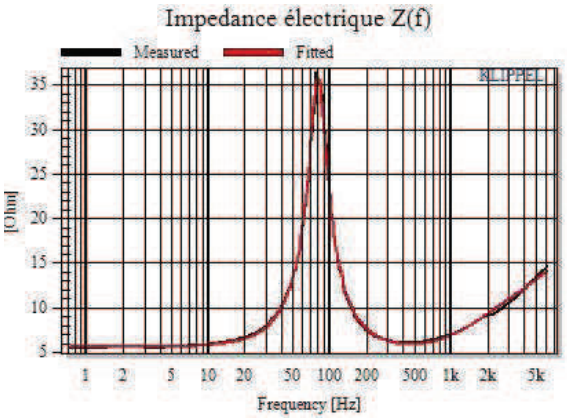
Reçu le 5 juillet 2013

EM 428
Elite Midrange
Ø 4", Ø 2.1" voicecoil, 8Ω

Paramètres **mesurés** par le banc de mesure **Klippel**

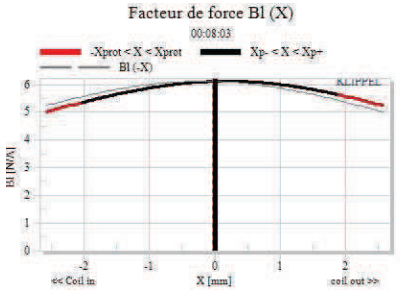
Paramètres électriques		
Résistance DC	R_e	**5.56** Ω
Inductance	L_e	**0.388** mH
Fréquence de résonance	f_s	**80.5** Hz
Paramètres mécaniques		
Masse mobile	M_m	**6.99** g
Coef. Frot. Fluide	f_m	**1.240** kg/s
Rigidité (raideur)	k_m	**1790** N/m
Facteur de force	Bl	**6.128** T.m
Facteurs de résonance Q		
Facteur de résonance électrique	Q_e	**0.524**
Facteur de résonance mécanique	Q_m	**2.852**
Facteur total de résonance	Q_{m+e}	**0.443**

Impédance électrique

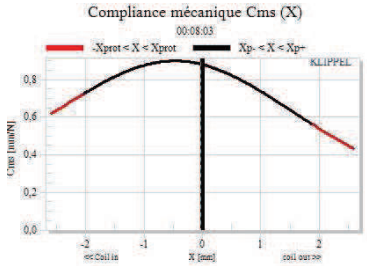


Paramètres non linéaires

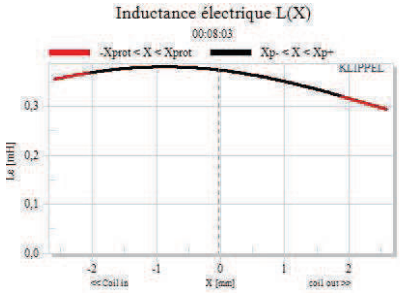
Facteur de force Bl(x)



Compliance mécanique $C_m(x)$

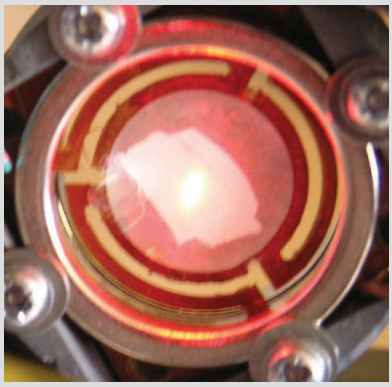


Inductance $L_e(x)$



ANNEXE I : D] Caractéristiques mesurées du micro transducteur hybride MCO1

Réalisation : L. Camberlein : Juillet 2013
Mesures : Septembre 2013



MCO1

Micro haut-parleur hybride (kapton®)
Diamètre 1.4 cm, 8Ω
Champ magnétique permanent :
Double aimants permanent : champs axiaux

Paramètres **mesurés** par le banc de mesure **Klippel**

Paramètres électriques

Résistance DC	R_e	**8.32** Ω
Inductance	L_e	**0.076** mH
Fréquence de résonance	f_s	**128.1** Hz

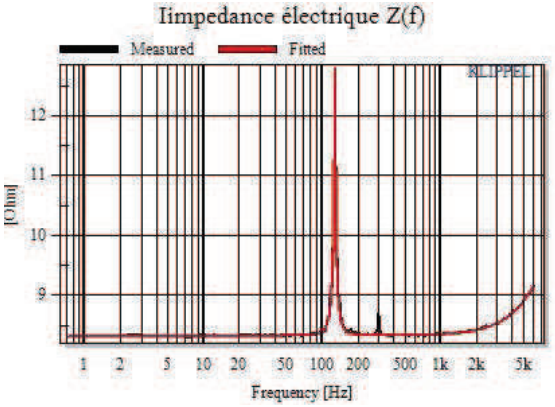
Paramètres mécaniques

Masse mobile	M_m	**0.709** g
Coef. Frot. Fluide	f_m	**0.031** kg/s
Rigidité (raideur)	k_m	**460** N/m
Facteur de force	Bl	**0.372** T.m

Facteurs de résonance Q

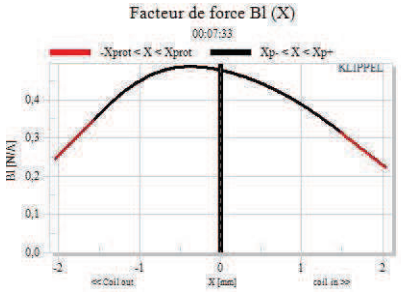
Facteur de résonance électrique	Q_e	**34.35**
Facteur de résonance mécanique	Q_m	**18.41**
Facteur total de résonance	Q_{m+e}	**11.98**

Impédance électrique

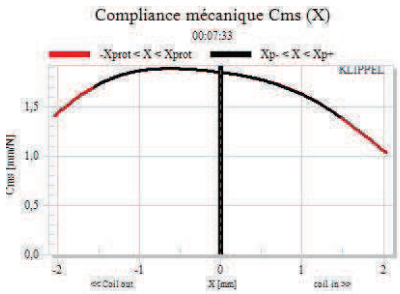


Paramètres non linéaires

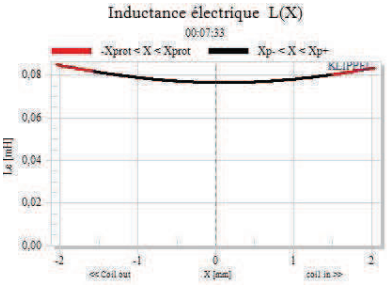
Facteur de force Bl(x)



Compliance mécanique $C_m(x)$



Inductance $L_e(x)$



ANNEXE II

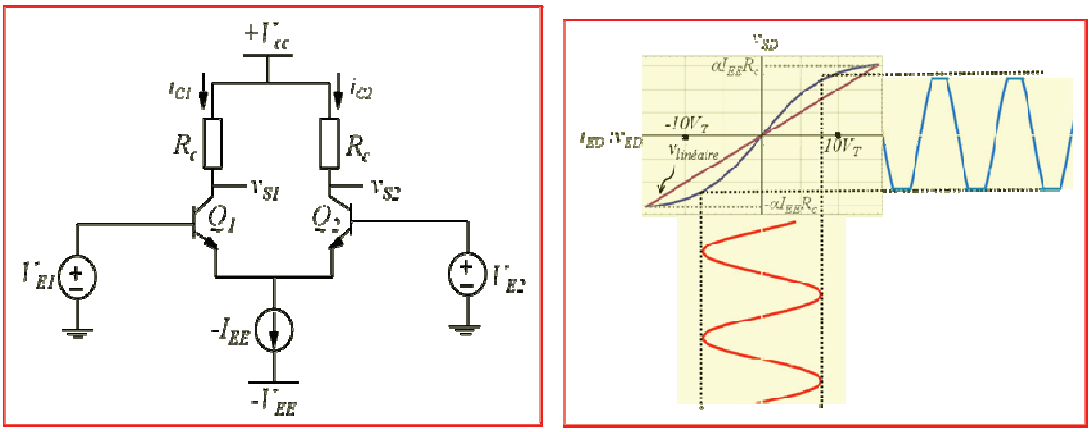
Analyse des comportements non linéaires de différents étages d'un amplificateur et de la création d'harmoniques

1. Introduction

Les comportements non linéaires d'un amplificateur trouvent leur origine dans les différents étages avec d'abord l'entrée (généralement présentant une paire différentielle de transistors) jusqu'à l'étage de sortie quelle que soit sa classe A, B ou AB. Ainsi, une étude brève sur l'effet d'une boucle de contre réaction (*feedback*) est présentée dans cette annexe, les origines de chaque terme de non linéarité étant présentées par des expressions appropriées accompagnées de simulations propres aux différents domaines. Ensuite, les avantages et les inconvénients des différents types d'étages de puissance en classe **B** et **AB**, avec les différentes méthodes de polarisations, sont exposés par simulation à l'aide de PSpice® et de SLPS.

2. Etage d'entrée d'un amplificateur structuré en paire différentielle et son principal défaut

Dans l'analyse des amplificateurs opérationnels électroniques, plus précisément à l'étage d'entrée en paire différentielle (figure **A.II.1.a)**, la transconductance et le gain (V_s/V_e) sont des fonctions non linéaires : ce phénomène est illustré par la figure **A.II.1.b**. L'effet non linéaire sur la transconductance et le gain dépend de l'amplitude du signal d'entrée. Dès que la tension d'entrée dépasse certains niveaux la sortie devient altérée en termes de déformation des tracés caractéristiques[1]. D'autre part, en considérant un signal d'entrée du type sinusoïdal, un décalage de valeur continue (*offset*) peut aussi contribuer à la déformation du signal de sortie.



(a) **(b)** ($V_{SD}= V_{S1}-V_{S2}$)

Figure A.II.1 : Paire différentielle npn et illustration des comportements non linéaires

Un tel comportement non linéaire, dans l'environnement électronique analogique, peut s'exprimer par une série de Taylor présentée dans la relation **A.II.1.a**. Avec l'hypothèse d'une sollicitation de forme sinusoïdale ($e(t)= A.\cos\omega t$), la série de Taylor[2] présente la forme de la relation **A.II.1.b**. Le développement de cette expression conduit vers des distorsions non linéaires traduites par les harmoniques la relation **A.II.1.c**. Dans hypothèse d'un développement de série de Taylor limité au troisième ordre (pour **i>3**, α_i**=0**), le taux distorsion harmonique est introduit par la relation **A.II.1.d**.

$$y(t) = \alpha_1 \cdot x(t) + \alpha_2 \cdot x^2(t) + \alpha_3 \cdot x^3(t) + \cdots \qquad \textbf{(A.II.1.a)}$$

[1] **B. Razavi,** "Fundamentals of Microelectronics", 1st Ed., Wiley, USA, 2006.
[2] **M. Greenberg,** "Advanced Engineering Mathematics", 2nd ed., Prentice Hall, ISBN 0-13-321431-1, 1998.

$$y(t) = \alpha_1 \cdot A \cdot \cos\,\omega t + \alpha_2 \cdot A^2 \cdot \cos^2 \omega t + \alpha_3 \cdot A^3 \cdot \cos^3 \omega t + \cdots \quad \text{, si} \quad x(t) = A.\cos \omega t \qquad \textbf{(A.II.1.b)}$$

$$y(t) = \alpha_1 \cdot A \cdot \cos\,\omega t + \frac{\alpha_2 A^2}{2}(1 + \cos\,2\omega t) + \frac{\alpha_3 A^3}{4}(3\cos\,\omega t + \cos\,3\omega t) + \cdots \qquad \textbf{(A.II.1.c)}$$

$$THD = \frac{(\alpha_2 \cdot A^2/2)^2 + (\alpha_3 \cdot A^3/4)^2}{(\alpha_1 \cdot A + (3\alpha_3 \cdot A^3/4))^2} \qquad \textbf{(A.II.1.d)}$$

Considérant l'étage d'entrée présenté par la figure **A.II.1.a**, la relation donnant la tension différentielle de sortie ($v_{SD} = v_{S1} - v_{S2}$) est présentée par l'expression suivante [3]:

$$v_{SD} = v_{S1} - v_{S2} = \alpha \cdot I_{EE} \cdot R_c \cdot \tanh\left(-\frac{v_{ED}}{2V_T}\right) \qquad \textbf{(A.II.2)}$$

Dans cette relation les grandeurs V_T et α présentent respectivement la tension thermique du transistor bipolaire (kT/q = 26 mV), et une constante du système proche de l'unité. Le développement en série Taylor de la fonction $\tanh\left(-\frac{v_{ID}}{2V_T}\right)$ conduit à la relation **A.II.3**. Avec la structure d'une paire différentielle, elle se définit comme une fonction impaire *(f(-x) = -f(x))*. Cette caractéristique est illustrée par la relation **A.II.3** où, de fait les harmoniques paires formées par la v_{ED}^{2i},($i=1,2,3,4,\ldots$) n'existent pas.

$$v_{SD} = \alpha \cdot I_{EE} \cdot R_c \cdot \left(-\frac{v_{ED}}{2V_T} + \frac{v_{ED}^3}{24V_T^3} + \cdots\right) \qquad \textbf{(A.II.3)}$$

En outre, le THD qui justifie le comportement non linéaire de l'étage différentiel d'entrée est montré par la relation suivante :

$$THD = \frac{v_{ED}^3/24V_T}{v_{ED}/2V_T} = \frac{1}{12}\left(\frac{v_{ED}}{V_T}\right)^2 \qquad \textbf{(A.II.4)}$$

Si l'amplitude du signal sinusoïdal de l'entrée différentielle est considérée du même ordre que la tension thermique V_T, la valeur du THD est alors égale à $\frac{1}{12}$, ce qui justifie un THD% égal à **8.33%.**

3. Influence d'une boucle de contre réaction (*feedback*) sur les distorsions non linéaires

Nous avons rappelé au premier chapitre les éléments montrant l'avantage de bénéficier d'une boucle de contre réaction pour avoir un signal amplifié de nature linéaire. Le but de ce paragraphe est de montrer les comportements d'un système non linéaire classique présenté dans la figure **A.II.2** avec ou sans la boucle de contre réaction.

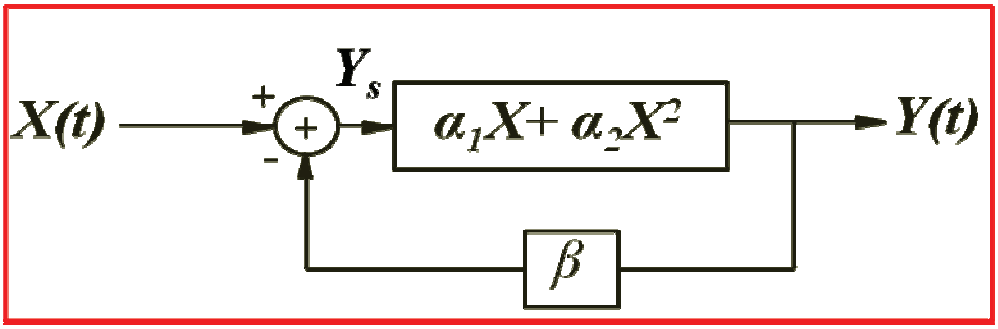


Figure A.II.2 : Système non linéaire avec la boucle de contre réaction (*feedback*)

[3] **B. Razavi,** "Fundamentals of Microelectronics", 1st Ed., Wiley, USA, 2006.

Supposant la relation sortie-entrée présentée par : $Y = \alpha_1 X + \alpha_2 X^2$, avec un signal d'entrée de forme sinusoïdale de type $X(t) = V_m \cos \omega t$: La sortie d'un tel système peut être présentée par : $V_s = a.\cos\omega t + b.\cos 2\omega t$. Dans cette relation, le coefficient ***a*** est l'amplitude de la fondamentale et le coefficient ***b*** présente l'amplitude de première harmonique. L'idée est de calculer les valeurs de ces coefficients, et ensuite de comparer ces valeur avec le cas où le système et le même mais dépourvu de boucle de contre réaction. Nous pouvons alors exprimer les calculs par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} Y_s &= X(t) + \beta \cdot Y(t) = V_m \cdot \cos \omega t - \beta(a \cdot \cos \omega t + b \cdot \cos 2\omega t) \\ &= (V_m - \beta a)\cos \omega t - \beta b \cdot \cos 2\omega t \end{aligned} \qquad \textbf{(A.II.5)}$$

Nous pouvons maintenant écrire la relation entre ***Y(t)*** et $\boldsymbol{Y_s}$, en considérant le gain de *feedback* introduit par $\boldsymbol{\beta}$:

$$\begin{aligned} Y(t) &= \alpha_1[(V_m - \beta a)\cdot \cos\ \omega t - \beta b \cdot \cos\ 2\omega t] + \alpha_2[(V_m - \beta a)\cdot \cos\ \omega t - \beta b \cdot \cos\ 2\omega t]^2 \\ &= \frac{1}{2}\cdot \alpha_2\left[(V_m - \beta a)^2 + (\beta b)^2\right] + [\alpha_1(V_m - \beta a) - \alpha_2(V_m - \beta b)\cdot \beta b]\cdot \cos\ \omega t \\ &\quad + \left[-\alpha_1 \cdot \beta b + \frac{1}{2}\alpha_2(V_m - \beta a)^2\right]\cdot \cos\ 2\omega t - [\alpha_2(V_m - \beta a)\cdot(\beta b)]\cdot \cos\ 3\omega t \\ &\quad + \left[\frac{1}{2}\alpha_2(\beta b)^2\right]\cdot \cos\ 4\omega t \end{aligned} \qquad \textbf{(A.II.6)}$$

On voit alors apparaître la troisième et la quatrième harmonique, ainsi qu'une composante en régime permanant dans la relation **A.II.6**.

Les coefficients de ***cosωt*** et ***cos2ωt*** (*a* et *b*) sont donc exprimés de la façon suivante :

$$a = \alpha_1(V_m - \beta a) - \alpha_2(V_m - \beta a)\beta b = \frac{V_m(\alpha_1 - \alpha_2\beta b)}{1 + \alpha_1\beta - \alpha_2\beta^2 b} \qquad \textbf{(A.II.7)}$$

$$b = -\alpha_1 \cdot \beta b + \frac{1}{2}\alpha_2(V_m - \beta a)^2 \qquad \textbf{(A.II.8)}$$

Si l'on suppose que les coefficients α_2 et *b* sont négligeables, le coefficient *a* devient :

$$a \approx \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1\beta}\cdot V_m \qquad \textbf{(A.II.9)}$$

Il est aussi possible de calculer la valeur du coefficient *a* comme il apparaît dans la relation **A.II.9**, car $\boldsymbol{\beta}$ est le gain en boucle de contre réaction. Pour calculer le coefficient *b*, en prenant la relation **A.II.9,** nous pouvons écrire :

$$V_m - \beta a \approx \frac{a}{\alpha_1} \qquad \textbf{(A.II.10)}$$

Par conséquent l'équation **A.II.8** devient maintenant :

$$b(1 + \alpha_1\beta) = \frac{1}{2}\alpha_2\left(\frac{a}{\alpha_1}\right)^2 \approx \frac{1}{2}\alpha_2 V_m{}^2 \cdot \frac{1}{(1 + \beta\alpha_1)^2} \Rightarrow b \approx \frac{1}{2}\alpha_2 V_m{}^2 \frac{1}{(1 + \beta\alpha_1)^3} \qquad \textbf{(A.II.11)}$$

Si l'on considère que les amplitudes de la troisième et de la quatrième harmoniques sont négligeables, la relation donnant le THD s'exprime par le rapport de : $\frac{a}{b}$, et dans ce cas, le THD est présenté par la relation suivante **:**

$$THD = \frac{a}{b} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_2} V_m \frac{1}{(1+\beta\alpha_1)^2} \qquad \textbf{(A.II.12)}$$

Il apparaît que pour le même système mais dépourvu de boucle de contre réaction, le THD est calculé par la relation **A.II.13** :

$$THD = \frac{1}{2} \frac{\alpha_2}{\alpha_1} V_m \qquad \textbf{(A.II.13)}$$

Cette dernière relation justifie la mise en œuvre de cette boucle, permettant de diviser l'amplitude de la deuxième harmonique par $\frac{1}{(1+\beta\alpha_1)^2}$. Cela explique les avantages d'une telle structure bouclée pour une application électronique de fonction d'amplification en termes de linéarité.

4. Etage de sortie configuré en classe B et AB

La structure de l'étage de sortie d'un amplificateur impose aussi des limites en termes de non linéarités. Pour exprimer le principe de ce comportement, la figure **A.II.3** présente un étage de sortie configuré en classe **B** nommé *Push Pull*. Pour une valeur de tension positive supérieur à v_{BE} (la tension de base-émetteur des transistors Q1 et Q2) à l'entrée, le transistor Q1 se mets en mode actif et il fournit un courant de sortie (i_{L1}). Pour une valeur négative de la tension inférieure avec $-v_{BE}$, le transistor Q2 est en mode actif et Q1 est désactivé quand le transistor Q2 fournit un courant de sortie (i_{L2}). Finalement, pour une valeur de tension d'entrée $-v_{BE} < v_i < v_{BE}$, les deux transistors sont simultanément désactivés. La relation **A.II.14** et les figures **A.II.3** et **A.II.4** présentent la forme du signal de sortie en fonction du signal d'entrée.

$$v_s = v_E - v_{BE}(ON) \quad v_E \geq v_{BE} \qquad \textbf{(A.II.14.a)}$$

$$v_s = v_E + v_{BE}(ON) \quad v_E \leq -v_{BE} \qquad \textbf{(A.II.14.b)}$$

$$v_s = 0 \quad -v_{BE} \leq v_E \leq v_{BE} \qquad \textbf{(A.II.14.c)}$$

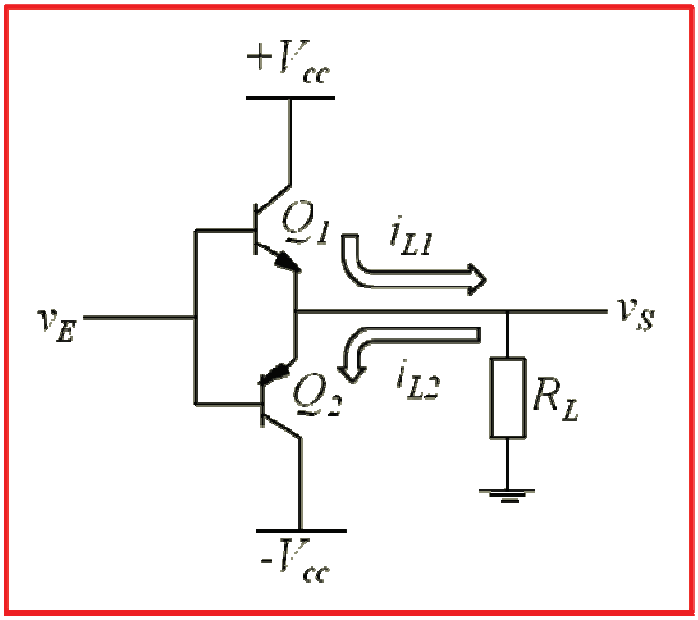


Figure A.II.3 : Etage de puissance configuré en classe B (*Push Pull*)

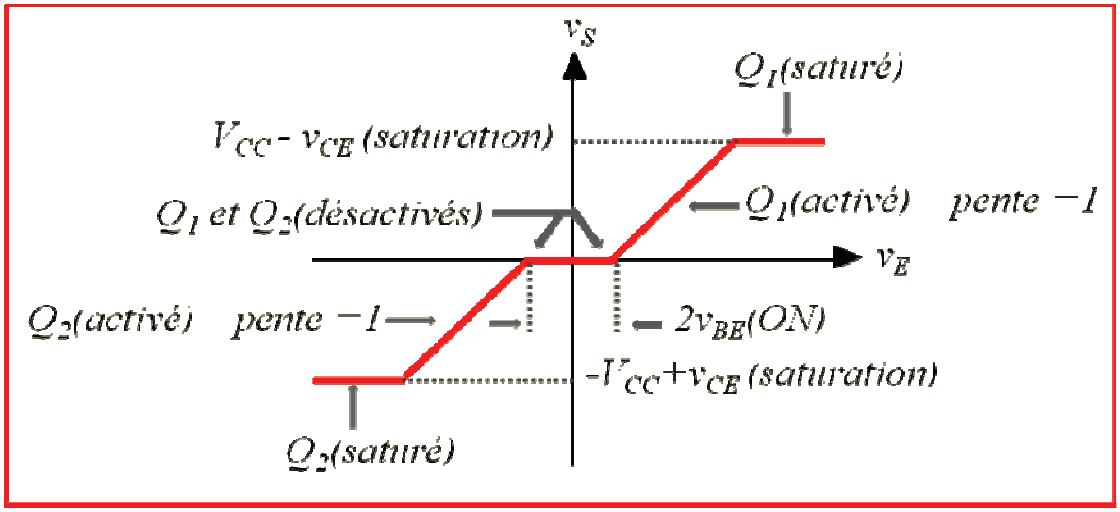


Figure A.II.4 : Comportement caractéristique d'un étage de puissance en classe B (*Push Pull*)

La zone dans la quelle les deux transistors sont simultanément en modes désactivés entraîne un inconvénient très significatif en termes de **distorsion de raccordement** pour la classe **B**. En effet, cela signifie que pour des valeurs de tensions d'entrée proches de zéro, le système ne réagit pas, et la tension de sortie reste proche de zéro en **état de haute impédance**. Ce phénomène est illustré dans la figure **A.II.5**.

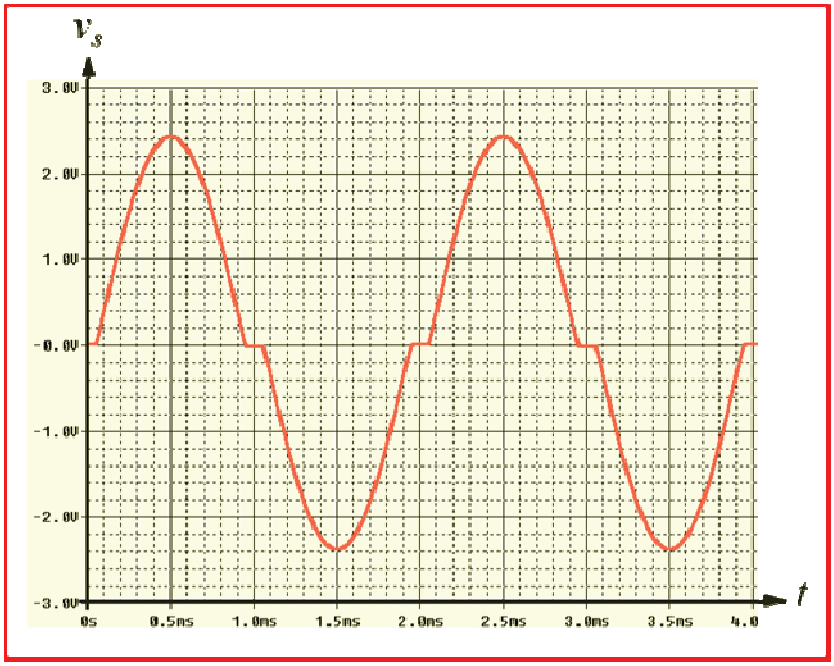


Figure A.II.5 : Distorsion de raccordement de la tension de sortie en classe B

Dans la simulation correspondante, effectuée par PSpice®, la tension d'entrée est un signal sinusoïdal de type : $v_i = 3.\sin(2\pi.500.t)$, et la sortie est connectée à une charge classique de **1 kΩ**.

Les transistors bipolaires sont de types complémentaires, **NPN** et **PNP,** et choisis avec les références **TIP41** et **TIP42** : Ce sont des composants de moyenne puissance (sur un plan relatif) admettant un courant collecteur maximal de **6 A**. En conséquence, concernant la simulation associée, les limites principales causées par l'étage de sortie monté en classe B sont clairement visibles. Nous montrerons ensuite les méthodes à adopter pour éliminer ces comportements non linéaires, sans avoir à prendre en compte le détail des rendements associés à ces configurations.

En dépit des valeurs de rendement assez élevées, les limites qualitatives de cette configuration, vues en termes de non linéarités, nous orientent vers le recours à la classe **AB**. Dans cette dernière, la conception permet de fournir une tension (respectivement un courant) de polarisation pour que les transistors restent approximativement tous le temps en mode actif (mode conducteur). Cette méthode élimine en son principe la déformation lorsque le niveau d'entrée est proche de zéro. De façon classique, les tensions de polarisations, pour une classe **AB**, sont assurées par deux diodes, dites de pré polarisation, disposées en série entre les bases des deux transistors. D'autre part, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent, une boucle de contre réaction (*feedback*) peut être mise en œuvre entre l'entrée et la sortie pour abaisser le niveau de distorsion harmonique.

La schématique, simulée au moyen de PSpice®, est illustrée au sein de la figure **A.II.6**, pour comparer les distorsions non linéaires entre les classes **B** et **AB**, afin de présenter les spectres fréquentiels de la tension de sorties pour les deux classes B. En effet, le signal d'entrée est assuré par un amplificateur opérationnel, avec pour cet exemple, un **LM741**.

Il est ensuite possible de comparer les différentes structures de l'étage de sortie de raccordement. Trois types de câblages sont alors étudiés à l'aide des interrupteurs notés (S_1, S_2, …, S_6). Les trois câblages proposés sont alors les suivants :

1. Classe B classique : L'idée est de présenter une même conception que celle illustrée par la figure **A.II.3**. Il n'y a donc pas de correction en termes de boucle de contre réaction, et d'autre part, la zone de tension dans laquelle les deux transistors sont désactivés reste sans correction. Par ailleurs, l'amplificateur délivre le signal de tension en mode suiveur (l'entrée inverseur et la sortie restant alors en liaison). Cette configuration est présentée pour mettre en évidence l'importance à accorder aux corrections des défauts, ou bien à se diriger vers le choix d'un étage de puissance en classe **AB**. Dans ce cas, les interrupteurs S_1, S_4 et S_5 sont ouverts et les interrupteurs S_2, S_3 et S_6 sont connectés.

2. Classe AB sans diodes de pré polarisation : Cette architecture présente un étage de sortie en classe **AB**. Une polarisation est assurée par des résistances adaptées et connectées aux tensions symétriques d'alimentations. D'autre part, une boucle de contre réaction est mise en œuvre pour diminuer les distorsions observées dans le cas du câblage en classe **B** classique. Pour respecter cette structure schématique, les interrupteurs S_2, S_4, S_5 et S_6 sont activés et les autres interrupteurs sont en position d'ouverture.

3. Classe AB pourvue d'un couple de diodes de pré polarisation : La dernière configuration de câblage présente l'avantage résultant des deux diodes de polarisations, qui permettent aux transistors de rester tous le temps dans un régime de conduction. La polarisation de ces diodes est assurée par l'ensemble des résistances $\boldsymbol{R_e}$ compte tenu des tensions symétriques d'alimentations $\pm\boldsymbol{V_{cc}}$. Enfin, la boucle de contre réaction est considérée opérationnelle dans cette configuration. A cet effet, les interrupteurs S_1, S_2, S_4 et S_5 sont fermés et les autres commutateurs sont ouverts.

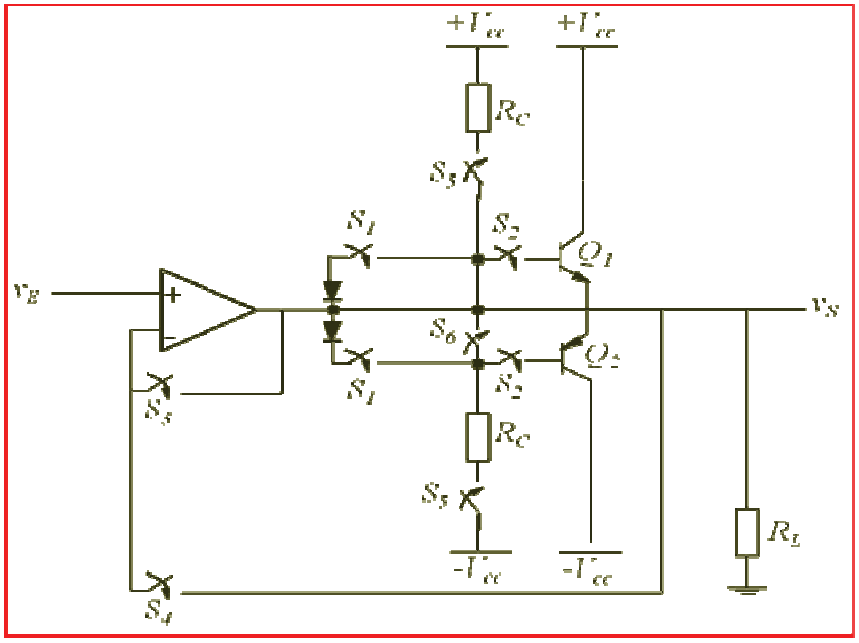


Figure A.II.6 : Conformation des différentes classes de sorties à l'aide de commutateurs

4.1. Simulation des défauts pour les différents types d'étages de sorties avec PSpice®

Pour les trois cas dont la structure a été discutée au paragraphe précédent, la figure **A.II.6** représente les commutations à imposer permettant de simuler chaque conformation imposée.

L'amplificateur opérationnel a été simulé en considérant le courant de sortie du composant **LM741**, et les références **TIP41** et **TIP42** ont été choisies successivement pour les transistors complémentaires **NPN** et **PNP. E**nfin, la référence **1N4148** (standard pour cette application), a été sélectionnée pour les deux diodes de pré polarisations.

La tension d'entrée v_e est un signal de type sinusoïdal, avec une amplitude fixée à **2 Volt RMS** : *A contrario* pour le premier cas, cette amplitude est imposée à **2.5 Volt RMS**, car comme le montrent les équations **A.II.14.a** et **A.II.14.b**, sans la boucle de contre réaction la tension de sortie ne dépasse pas la valeur $V_E \pm v_{BE}$(ON) . De fait, dans les deux autres cas, les amplitudes des signaux d'entrée et de la sortie sont égales. Ainsi, pour compenser cette différence, la valeur de v_{BE}(ON) **= 0.5 Volt RMS** est rajoutée au signal d'entrée dans le **cas n°1**.

La fréquence a été arbitrairement ajustée à **3951 Hz,** cette valeur étant centrée dans le spectre audible avec la note $\mathbf{Si_6}$ de la gamme tempérée. La valeur de la résistance de la sortie R_L est volontairement réduite à **8 ohm** pour représenter la valeur nominale de la résistance du haut-parleur de type **MORE**. Enfin, les tensions symétriques d'alimentation $\pm V_{cc}$ sont fixées à **±12 Volt**, avec un ajustage des résistances de polarisation R_c conduisant à des valeurs de **1 kΩ**.

Les simulations temporelles ont été ensuite effectuée à l'aide du progiciel PSpice® pour chacune des configurations proposés dans le paragraphe précédent. En conséquence, la figure **A.II.7** présente les conformations comparées des tensions résultantes aux sorties de chacune des structures étudiées, compte tenu de la charge de résistance R_L**=8 Ω**.

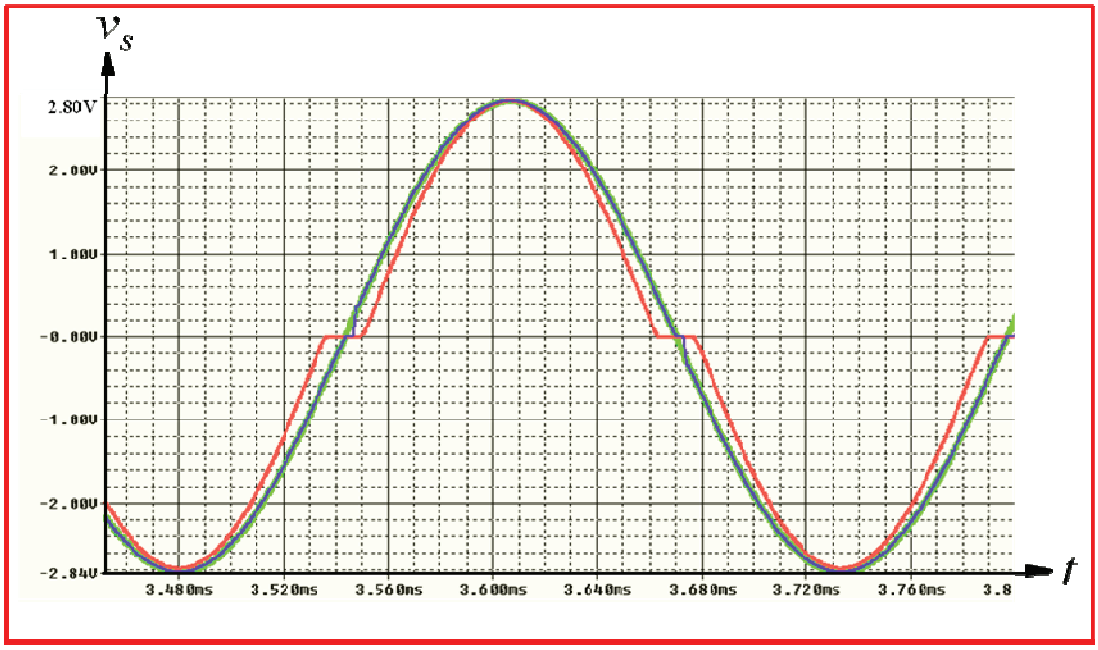


Figure A.II.7 : Conformations comparées des tensions de sortie de chaque classe de puissance : en rouge : cas n°1, en bleu : cas n°2 : en vert : cas n°3

Le tracé représenté en rouge montre les limites d'une structure agencée en classe **B**, présentée dans le **cas n°1**, comme nous l'avons détaillé au début de cette annexe : en effet, la zone dans laquelle les deux transistors sont en mode simultanément désactivés dégrade le signal de la sortie par rapport au signal d'entrée. La courbe en bleu montre la tension de sortie en **Classe AB sans les diodes de polarisation** (**cas n°2**). Par conséquent, pour la classe **AB**, on voit clairement l'amélioration du signal de sortie en termes de distorsion. Toutefois, comme le montre la figure **A.II.7**, une légère altération subsiste quand la tension de sortie est comprise entre $-v_{BE}$ et v_{BE} : cependant, le défaut est moins marqué qu'en **Classe B classique** (cas **n°1**) car le courant de polarisation maintient les transistors en mode actif et la boucle de contre réaction peut réagir rapidement.

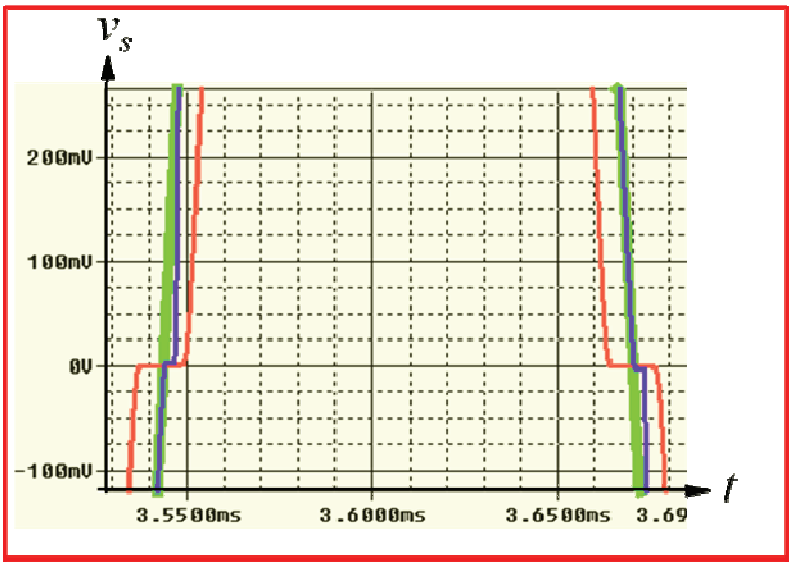


Figure A.II.8 : Vision détaillée des tensions de sorties obtenues par simulation

Le tracé en vert illustre le signal de sortie en **Class AB avec les diodes de polarisation** (**cas n°3**). Comme le montrent les figures **A.II.7** et **A.II.8**, la tension de sortie reste bien linéaire, de forme sinusoïdale, et les déformations liées à la zone dans laquelle les transistors étaient désactivés

n'apparaissent plus. En effet, les diodes garantissent systématiquement des tensions de pré polarisation pour que les deux transistors restent toujours en mode actif (sans transition à haute impédance). Finalement, la boucle de contre réaction garantie une réduction sensible des distorsions non linéaires.

Pour finaliser les résultats, une simulation des spectres (réalisée par la procédure de **FFT** sur le logiciel PSpice®), est présentée, pour quantifier les harmoniques crées par les effets non linéaires dans chaque cas (**n°1, 2 et 3**). Cette simulation est illustrée par la figure **A.II.9**.

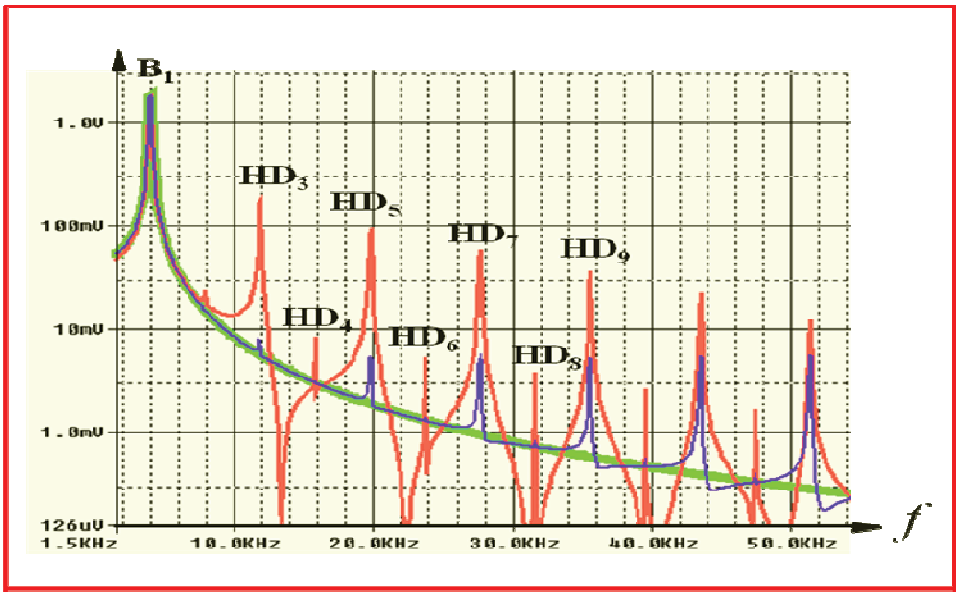


Figure A.II.9 : Spectres fréquentiels pour les différentes classes des cas n°1, 2 et 3

La figure **A.II.9** souligne à nouveau les inconvénients de la **classe B** (tracé en rouge). Ainsi, en revenant à la **Classe AB sans les diodes de polarisation** le niveau des distorsions non linéaires est réduit (tracé en bleu). Enfin, la structure en **Classe AB pourvue des diodes de *bias*** présente un signal de tension convenable où les amplitudes des distorsions non linéaires sont négligeables.

5. Bouclage entre l'étage de la sortie et le modèle non linéaire du haut-parleur par SLPS

L'ensemble des défauts présentés en cette annexe relative à la partie amplificateur électronique peut être ensuite relié au modèle non linéaire du haut-parleur de référence **MORE**. En effet, le co-simulateur **SLPS** nous permet de remplacer la charge linéaire de la figure **A.II.6** par le modèle non linéaire du haut-parleur. Ainsi, en fonction du signal de sortie relatif à chaque cas (**n°1, 2 et 3**), les spectres de l'accélération ont été modélisés.

Les altérations non linéaires imposées par les circuits électroniques sur l'accélération du haut-parleur sont illustrées par les figures numérotées de **A.II.10.a à d.**

La figure **A.II.10.a** se rapporte à une analyse linéaire**,** lors que le haut-parleur est sollicité par une source de tension idéale, et que toutes les distorsions sont liées aux paramètres non linéaires du haut-parleur et non à l'amplificateur. Dans ce cas linéaire, il n'y a que la deuxième harmonique en termes de distorsion de non linéarité.

Les figures b, c, et d se rapportent aux associations non linéaires. Dans le cas **n°3** (classe AB avec les diodes de polarisations) la figure **A.II.10.b**, montre que la deuxième harmonique n'est pas majorée vis-à-vis du cas précédent. Il apparaît toutefois une troisième, une quatrième et une cinquième harmonique, mais dont les niveaux restent négligeables. Enfin, les figures **A.II.10.c** et **A.II.10.d** présentent des défauts non linéaires considérables liés à l'absence des diodes de polarisation.

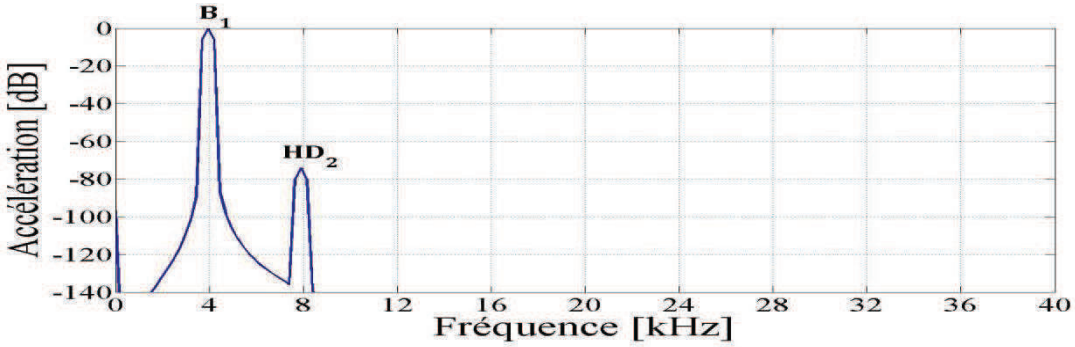


Figure A.II.10.a : Non linéarités de l'accélération du haut-parleur MORE en tant que tel sollicité par une source de tension idéale (situation de référence)

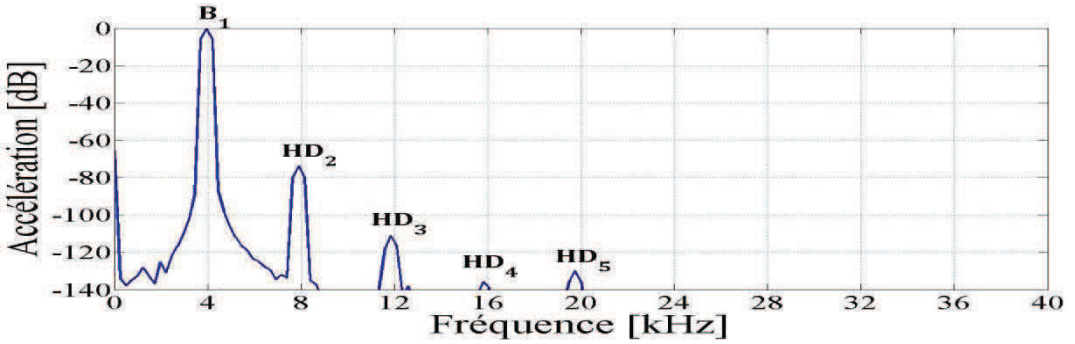


Figure A.II.10.b : Non linéarités de l'accélération du haut-parleur MORE sollicité en classe AB avec les diodes de polarisation (cas n°3) : configuration optimale

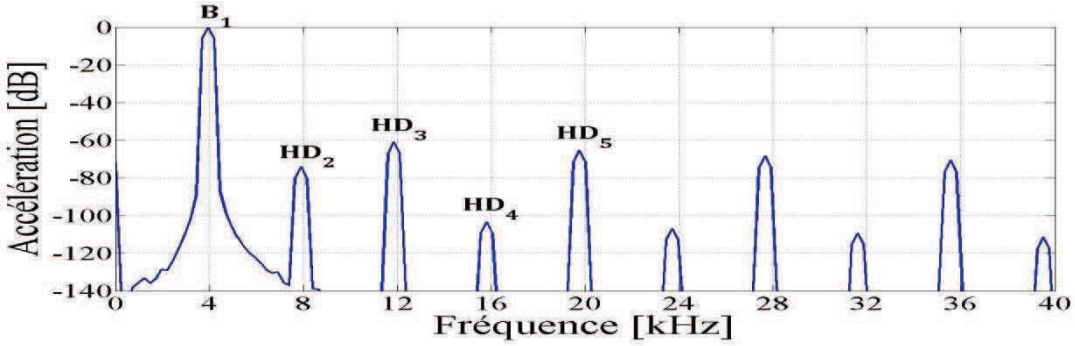


Figure A.II.10.c : Non linéarités de l'accélération du haut-parleur MORE sollicité en classe AB sans les diodes de polarisation (cas n°2) : nombreuses distorsions

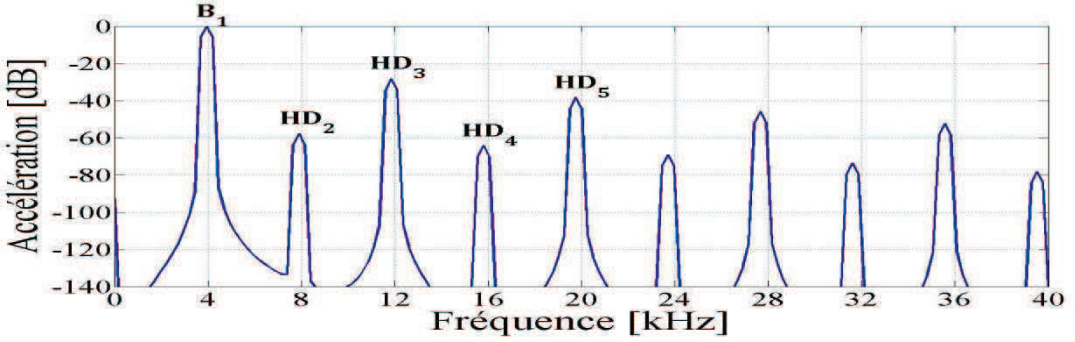


Figure A.II.10.d : Non linéarités de l'accélération du haut-parleur MORE sollicité en classe B classique (cas n°1) : nombreuses distorsions

l'université nantes angers le mans
PÔLE DE RECHERCHE ET D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

Université du Maine
Le Mans - Laval

Thèse de Doctorat

Mehran ERZA

Contribution à l'étude des non-linéarités au sein d'une association amplificateur-transducteur — Atténuation des distorsions par un mode de contrôle en courant

Investigation on the non-linear behaviour of amplifier-transducer compounds — Reducing distortion by way of current driving

Résumé

Ce travail réalisé au LAUM, concerne en premier lieu la caractérisation des distorsions, notamment non linéaires, observables sur des haut-parleurs en vue de les miniaturiser. En outre l'étude se rapporte au mode de contrôle de tels transducteurs au regard des avantages et des inconvénients présentés par l'électronique d'un pilotage en intensité.

Après rappel des principales définitions permettant d'appréhender les mesures électroacoustiques, la structure et les propriétés des haut-parleurs font l'objet d'une première analyse, discutée dans le cadre des hypothèses de linéarité. Les exemples et les caractéristiques décrits en termes de fonctions de transfert sont présentés autour d'un transducteur générique de l'état de la technique. Les principes de la commande en courant sont ensuite présentés, compte tenu des caractéristiques globales des amplificateurs opérationnels de puissance disponibles actuellement. En maintenant l'intégrité de l'indice de contrôle en courant (*Control Drive Index*), la réjection du pic de résonance mécanique et des hautes fréquences sont discutés autour de structures de filtrages, soit incorporées à la boucle de *feedback* et adaptées au transducteur, soit disposées en *feedforward*.

Au-delà de ces considérations de premier ordre les comportements non linéaires sont examinés. Après une analyse fondamentale se rapportant aux définitions et aux caractéristiques de non-linéarité, une évaluation analytique en régime monofréquentiel est présentée, pour un transducteur commandé en courant. L'analyse est ensuite généralisée au moyen de modèles numériques originaux réalisés sous Simulink®, PSpice® et SLPS avec des sollicitations bitonales. Considérant divers dispositifs de l'état de la technique, des résultats conformes à ceux de la littérature récente et validés par l'expérience sont obtenus. Ainsi, les prototypes de micro-haut-parleurs réalisés au laboratoire seront à court terme caractérisés avec plusieurs modes de conditionnement.

Mots clés

Haut-parleur, non linéarités, Simulink®, PSpice®, pilotage en courant, filtrage, facteur de force, rigidité, compliance…

Abstract

Undertaken with the LAUM, this work aims at first to characterize non linear distortions relative to electrodynamic loudspeakers with a view to miniaturizing units designed in the laboratory. Furthermore, a special point about the advantages and drawbacks resulting from voltage or current driving has been investigated.

After a brief review about the prominent definitions used in the field of electro-acoustics, the main properties and specificities of transducers are discussed while considering at first linear devices. Considering a generic transducer of the state of the art, the main parameters are given in terms of transfer functions. Then, a current-driving policy is discussed while taking account of the actual power operational amplifier properties. Furthermore, the rejection of the mechanical resonance is investigated without any kind of alteration of the ideal infinity of the Control Drive Index value. Specific filtering structures are calculated regarding a given transducer and considered either in feedforward or feedback arrangements within the circuitry.

After such a first order analysis non linear behaviours are considered. At first a straightforward typology of non linear systems is presented so as to highlight the most important definitions. Then, a special analytical approach is given, allowing us to analyse the harmonic generation from a current driven loudspeaker with a mono frequency regime. Such an approach is extended and generalized by way of original numerical models designed with Simulink®, PSpice® and SLPS software, considering bi tonal stimuli signals. Then, such an approach is considered with transducers and amplifiers of the state of the art, allowing us to validate the whole relevant rationale. Thus, the micro speakers actually developed in the laboratory should be investigated and optimized in the short run, considering their relevant electronic conditioning policy.

Key Words

Loudspeaker, nonlinear effects, advanced software, Simulink®, PSpice®, current-driving, resonance rejection, force factor, compliance…

L'Université Nantes Angers Le Mans