



Comportement Non Linéaire des Suspensions d'un Haut-parleur: Mesure Dynamique à l'Aide d'une Méthode de Contrôle Actif

A. Novak^a, P. Lotton^b et L. Simon^b

^aOrkdia Audio, Technopole Izarbel, 64210 Bidart, France

^bLAUM UMR CNRS 6613, Université du Maine, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France
antonin.novak@univ-lemans.fr

Une nouvelle technique non destructive pour mesurer les paramètres de suspension (raideur K_{ms} et résistance mécanique R_{ms}) d'un haut-parleur en régime non linéaire à l'aide d'une méthode de contrôle actif est présentée. Le but du contrôle actif est d'éliminer les harmoniques supérieurs contenus dans le signal de déplacement de telle sorte qu'un mouvement purement harmonique de l'équipage mobile soit assuré. La raideur non linéaire K_{ms} est alors mesurée en fonction du déplacement instantané et du niveau d'excitation ; la résistance mécanique R_{ms} est mesurée en fonction de la vitesse. Les résultats de mesure d'un haut-parleur électrodynamique présentés dans ce papier montrent une dépendance importante de la résistance mécanique R_{ms} avec la vitesse de membrane. De plus, les résultats montrent que la raideur K_{ms} ne dépend pas seulement du déplacement instantané, comme cela est généralement pris en compte dans la modélisation de haut-parleurs non linéaires, mais aussi du niveau d'excitation ou autrement dit du déplacement crête.

1 Introduction

Un haut-parleur électrodynamique traditionnel est équipé des suspensions généralement formées par une partie appelée "surround" fixée au bord externe de la membrane et une partie appelée "spider" fixée à la bobine mobile. Le but des suspensions est de centrer et d'ajuster la bobine mobile dans l'entrefer et de permettre un mouvement axial de la membrane, tout en empêchant un mouvement latéral. Dans un cas idéal, les suspensions se comportent comme un ressort défini par sa raideur mécanique K_{ms} . De manière un peu plus réaliste les suspensions présentent des pertes, représentées par la résistance mécanique R_{ms} . La combinaison de la raideur K_{ms} et de la résistance mécanique R_{ms} avec la masse en mouvement (cône + charge acoustique) M_{ms} détermine un simple circuit résonant habituellement utilisé pour la modélisation d'un haut-parleur électrodynamique [1, 2].

Malheureusement, l'approche traditionnelle par un modèle à constantes localisés représentant les suspensions n'est pas suffisante pour la modélisation d'un haut-parleur : Dans un vrai haut-parleur, les suspensions présentent un comportement hystérétique et non-linéaire. En raison à la fois de la géométrie des suspensions et des propriétés physiques des matériaux utilisés pour réaliser le "surround" et le "spider", et en raison de phénomènes physiques tels que la friction adhésive, les effets viscoélastiques non-linéaires et beaucoup d'autres [3], la raideur K_{ms} et la résistance mécanique R_{ms} ne peuvent être considérées comme constantes.

Beaucoup de ces effets ont été pris en compte dans la modélisation de haut-parleur dans la littérature. Un modèle empirique décrivant les effets de la visco-élasticité des suspensions d'un haut-parleur a été présenté par Knudsen dans [4]. Thorborg et al. ont présenté dans [5] un modèle qui tient compte de la dépendance en fréquence de la résistance mécanique R_{ms} . Dans un récent papier de Thorborg [6], le modèle est affiné pour inclure la dépendance en fréquence de la raideur K_{ms} . Klippel a développé une technique dynamique pour mesurer séparément les différentes parties de la suspension avec une excitation pneumatique [7]. Il a montré que la raideur K_{ms} pour une fréquence donnée f ne dépend pas seulement du déplacement instantané x , mais aussi du déplacement maximal x_{max} . Il suggère également que la résistance mécanique R_{ms} peu varier avec la vitesse instantanée et avec le déplacement.

Dans [8], nous avons présenté une technique dynamique et non-destructive pour mesurer la raideur K_{ms} en fonction du déplacement instantané et du déplacement maximal et la résistance mécanique $R_{ms}(v)$ en fonction de la vitesse instantanée de la membrane d'un haut-parleur électrodynamique. Le haut-parleur est excité électriquement et la vitesse v et le courant i sont mesurés. Un contrôle d'harmoniques actif est utilisé pour assurer un déplacement du diaphragme purement harmonique.

Dans ce papier, nous utilisons cette dernière méthode pour caractériser un haut-parleur électrodynamique et nous définissons des critères d'erreur du modèle en comparaison avec un modèle linéaire.

2 Déplacement du diaphragme purement sinusoïdal

La méthode utilisée dans ce papier est une méthode non destructive qui nécessite un mouvement purement harmonique de la membrane. Un contrôle actif assure un déplacement $x(t)$, une vitesse $v(t)$ et une accélération $a(t)$ de la membrane presque purement sinusoïdale. Les détails de cette méthode ont été présentés dans [8].

Cette technique ajoute des harmoniques supérieurs à la tension comme illustré sur la figure 1. La tension d'excitation peut être décrite comme

$$u(t) = U_1 \sin(\omega_0 t) + \sum_{k=2}^N U_k \sin(k\omega_0 t + \phi_k), \quad (1)$$

N étant le nombre d'harmoniques ajoutés à la tension d'entrée. Le but du contrôle actif est d'éliminer les harmoniques supérieurs contenus dans le signal de déplacement de sorte que le signal du déplacement soit presque purement sinusoïdal. Ainsi, nous pouvons écrire

$$x(t) = X_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1) + e(t), \quad (2)$$

$e(t)$ étant un signal d'erreur que l'on souhaite annuler en utilisant la technique de contrôle actif. Nous pouvons donc supposer que le déplacement ainsi que la vitesse sont purement sinusoïdaux.

$$x(t) = X_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1), \quad (3)$$

$$v(t) = V_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_1). \quad (4)$$

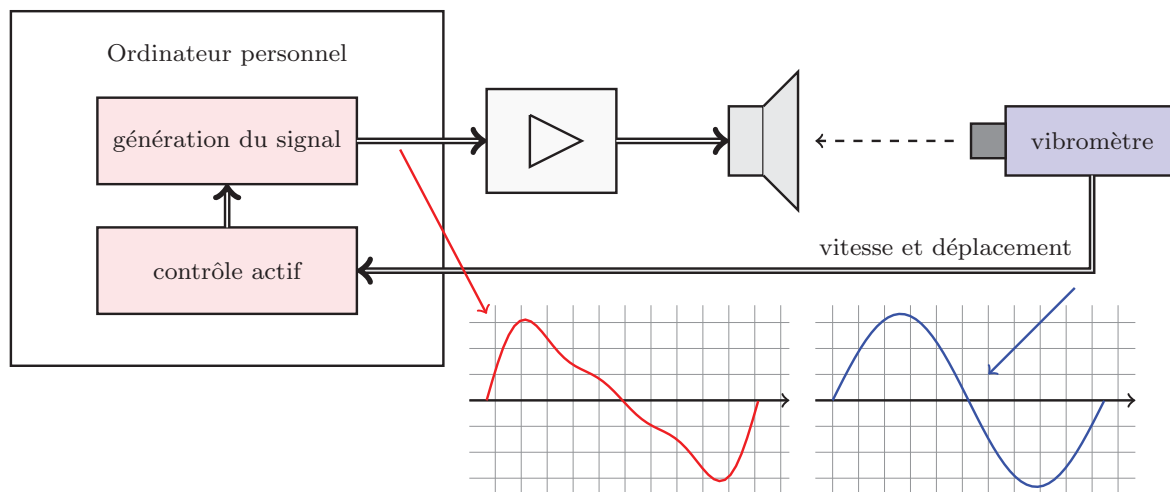


FIGURE 1 – Schéma de principe du dispositif expérimental. Le signal de tension d’excitation est déformé par le contrôle actif de telle manière que le déplacement du diaphragme est pratiquement un signal harmonique pur

3 Mesures

Avant de mesurer les propriétés mécaniques des suspensions, deux paramètres importants du haut-parleur doivent être connus : le facteur de force $Bl(x)$ en fonction du déplacement x et la masse mobile M_{ms} . Plusieurs techniques sont connues pour obtenir ces deux paramètres [9, 10].

Une fois que le facteur de force $Bl(x)$ et la masse mobile M_{ms} du haut-parleur sont connus, la mesure des paramètres mécaniques peut commencer. Nous mesurons le courant fourni au haut-parleur à l’aide d’une sonde de courant Fluke i50s dont l’impédance d’insertion est inférieure à $10\text{ m}\Omega$ dans la bande de fréquences utilisée. En outre, un vibromètre Polytec (OFV-503, OFV-505) est utilisé pour effectuer une mesure sans contact des vibrations de la membrane. Les deux signaux sont acquis à l’aide d’une carte son Fireface 400 et un ordinateur personnel, utilisé pour gérer le contrôle actif. Le signal d’excitation est ainsi généré à l’aide de la même carte son. Un amplificateur Devialet D-Premier est utilisé pour amplifier le signal d’excitation avant d’être fourni au haut-parleur.

Le haut-parleur est excité par un signal de tension de fréquence donnée f_0 et d’amplitude U_1 et le contrôle d’harmoniques actif décrit dans [8] est utilisé. Une fois que les harmoniques supérieurs du signal de vitesse de la membrane sont réduits au niveau de bruit de fond, un certain nombre de périodes du courant $i(t)$ et de la vitesse $v(t)$ sont enregistrées. Le processus est répété pour différents niveaux d’excitation U_1 .

4 Analyse des Suspensions

Dans cette section, nous décrivons comment l’analyse est effectuée. Plus de détails sur la méthode peuvent être trouvés dans [8].

Nous avons choisi un haut-parleur électrodynamique traditionnel de diamètre de 12 cm avec des suspensions standard. Le but de ce papier n’est pas de caractériser un haut-parleur choisi, mais de présenter la méthode

de mesure des suspensions et de montrer comment les suspensions se comportent quand elles fonctionnent en régime dynamique. Le haut-parleur est excité à la fréquence $f=50\text{ Hz}$, avec plusieurs niveaux de signal d’entrée afin d’obtenir des données avec plusieurs amplitudes de déplacement.

Le mouvement de la membrane est décrit par son déplacement $x(t)$ et la force motrice $F(t) = Bl(x(t))i(t)$. La force de réluctance provoquée par la variation de flux lors d’un déplacement représentant une force non linéaire additionnelle qui parasite le fonctionnement du moteur est négligé.

La deuxième loi du mouvement peut alors être écrite comme suit,

$$F(t) = M_{ms}a(t) + R_{ms}v(t) + K_{ms}x(t), \quad (5)$$

où $M_{ms}a(t)$ est la *force d’inertie*, $R_{ms}v(t)$ est la *force d’amortissement* et où $K_{ms}x(t)$ est la *force de rappel*. Connaissant la masse mobile M_{ms} et l’accélération $a(t)$, nous pouvons retrancher la force d’inertie $M_{ms}a(t)$ à la force motrice $F(t)$, l’équation (5) devenant alors

$$F(t) - M_{ms}a(t) = R_{ms}v(t) + K_{ms}x(t). \quad (6)$$

La force motrice de $F(t)$, moins la force d’inertie $M_{ms}a(t)$ est équivalente à la somme de la force d’amortissement et la force de rappel. Dans la figure 2, la force résultante (rappel + amortissement) est tracée en fonction du déplacement et de la vitesse, pour plusieurs amplitudes du signal d’excitation.

En raison du comportement non linéaire des suspensions du haut-parleur, la forme des courbes dans les diagrammes de force-déplacement et force-vitesse est de plus en plus déformée lorsque l’amplitude du signal d’excitation augmente. Pour les petites amplitudes, les courbes sont représentées par des ellipses contrairement aux courbes obtenue pour les grandes amplitudes qui révèlent une déformation plus importante.

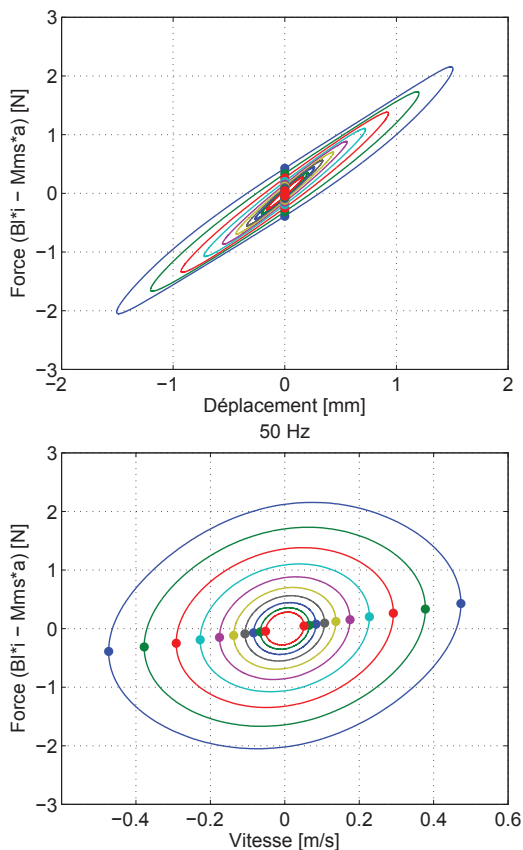


FIGURE 2 – $F(t) - M_{ms}a(t)$ (équivalent à la force de rappel, plus la force d'amortissement) tracée en fonction du déplacement $x(t)$ (en haut) et de la vitesse $v(t)$ (en bas) pour différentes amplitudes du signal d'excitation à 50 Hz. Les points correspondants aux déplacements nuls $x(t_{x_0}) = 0$ sont mis en évidence.

5 Estimation de la Résistance mécanique et de la Raideur

Pour estimer la résistance mécanique R_{ms} , nous définissons les moments temporels t_{x_0} pour lesquels le déplacement de la membrane est instantanément zéro $x(t_{x_0}) = 0$. Ces points de déplacement nul sont mis en évidence dans la figure 2 par des disques noirs. Lorsque le déplacement est purement sinusoïdal, la vitesse (également purement sinusoïdale) atteint à t_{x_0} son maxima ou minima $\pm V_1$ et l'accélération (également purement sinusoïdale) est égale à zéro. Nous pouvons donc réduire l'équation

$$F(t_{x_0}) - M_{ms}a(t_{x_0}) = R_{ms}v(t_{x_0}) + K_{ms}x(t_{x_0}) \quad (7)$$

à

$$F(t_{x_0}) = R_{ms}v(t_{x_0}). \quad (8)$$

La résistance mécanique R_{ms} , valide pour les moments t_{x_0} , est donc exprimée par

$$R_{ms} = \frac{F(t_{x_0})}{v(t_{x_0})}. \quad (9)$$

Dans la figure 3, la résistance mécanique R_{ms} est tracée en fonction de la vitesse $\pm V_1$. Il est évident, que la résistance mécanique R_{ms} n'est pas constante

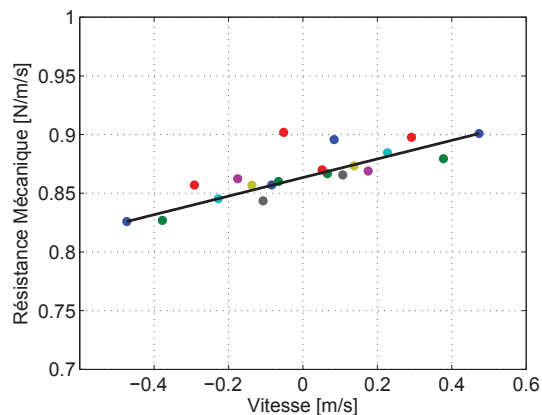


FIGURE 3 – Résistance mécanique R_{ms} en fonction des maxima et minima de la vitesse $\pm V_1$ pour différentes amplitudes du signal d'excitation à 50 Hz.

mais varie légèrement avec la vitesse $\pm V_1$. En outre, les résultats pour différentes amplitudes du signal d'excitation (différentes vitesses $\pm V_1$) forment une dépendance linéaire (ligne noire dans la figure 3). Comme nous l'avons montré dans [8], la dépendance de R_{ms} avec $\pm V_1$ n'est pas forcément linéaire mais peut varier de manière non-linéaire en fonction de la qualité du haut-parleur.

La résistance mécanique R_{ms} obtenue en fonction de la vitesse $\pm V_1$ peut être ensuite généralisée en fonction de la vitesse instantanée de tous les niveaux d'excitation ($R_{ms}(\pm V_1) \equiv R_{ms}(v)$). Cela nous permet de définir la force d'amortissement comme $R_{ms}(v)v(t)$. Retranchant la force d'amortissement à la force d'inertie $M_{ms}a(t)$, l'équation (5) s'écrit

$$F(t) - M_{ms}a(t) - R_{ms}(v)v(t) = K_{ms}x(t). \quad (10)$$

Les courbes de la figure 4 tracent la force de rappel en fonction du déplacement. Comme prévu, la trajectoire de la courbe est à peu près la même pour un déplacement suivant les x croissants ou décroissants indiquant aucune relation d'hystérésis entre la force de rappel et le déplacement. Un comportement non linéaire en raison de la raideur non linéaire des suspensions est toujours visible.

Par définition, la raideur K_{ms} est la pente de la courbe "force de rappel vs. déplacement" à un moment donné. La pente à l'origine ($x = 0$) est évidemment plus grande pour des amplitudes plus faibles du signal d'excitation que pour les plus élevées indiquant une variation de la raideur K_{ms} avec l'amplitude du signal d'excitation. L'utilisation d'un ajustement polynomial de la courbe force-déplacement de la figure 4 et l'estimation de la forme de ces courbes permettent d'estimer la raideur mécanique K_{ms} pour chaque déplacement x . La raideur K_{ms} en fonction du déplacement instantané et de l'amplitude du signal d'excitation est représenté sur la figure 5.

La variation de la raideur K_{ms} à la fois avec le déplacement instantané et avec l'amplitude du signal d'excitation est évidente. La raideur diminue avec l'amplitude du niveau d'excitation. Pour les petits niveaux correspondants à un déplacement crête de

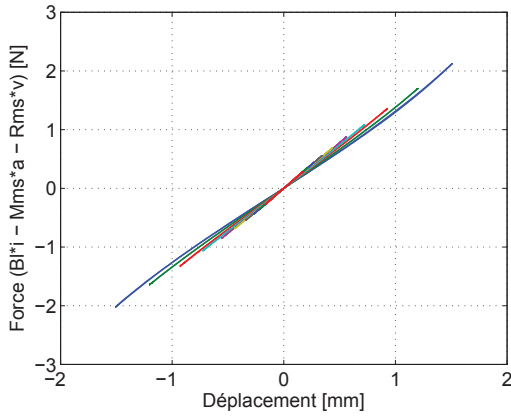


FIGURE 4 – Force de rappel (équivalent à $F(t) - M_{ms}a(t) - R_{ms}v(t)$) tracée en fonction du déplacement $x(t)$ pour différentes amplitudes du signal d'excitation à 50 Hz.

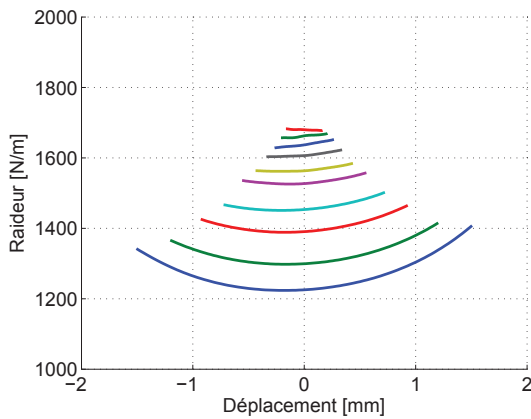


FIGURE 5 – Raideur mécanique K_{ms} en fonction du déplacement pour différents niveaux d'excitation à 50 Hz.

0,2 mm, la raideur K_{ms} est d'environ 1700 N/m. Pour les grands niveaux de signal d'excitation, produisant un grand déplacement crête (1,5 mm), la raideur K_{ms} varie entre 1200 et 1300 N/m.

6 Erreur du modèle

Afin d'estimer l'erreur associée aux résultats obtenus, nous proposons la procédure suivante.

Connaissant les signaux de mesures de déplacement, de vitesse et d'accélération et ayant estimé les paramètres M_{ms} , K_{ms} et R_{ms} , il est possible d'obtenir la force résultante à partir de l'équation et de la comparer à la force résultante du signal de force mesurée $F(t) = Bl \cdot i(t)$. La différence entre les deux signaux de force (mesuré et celui reconstruit par le modèle) est égale à l'erreur de la force $F_{err}(t)$.

$$F_{err}(t) = F(t) - M_{ms}a(t) - R_{ms}v(t) - K_{ms}x(t). \quad (11)$$

Pour évaluer l'erreur introduite par une estimation d'un modèle linéaire obtenu en petits signaux, une

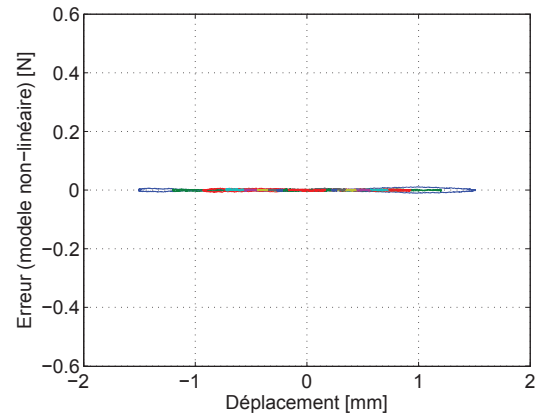
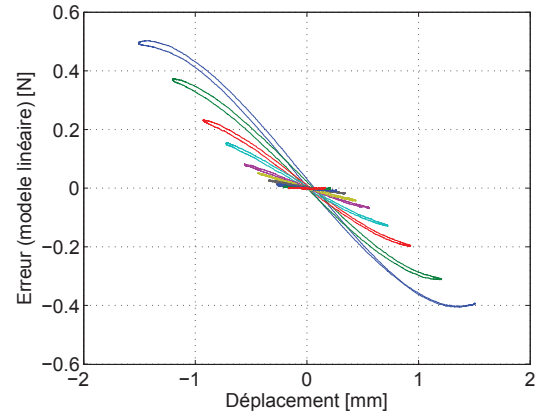


FIGURE 6 – Signal d'erreur de force $F_{err}(t)$. En haut, signal d'erreur d'un modèle linéaire, en bas, le signal d'erreur du modèle non-linéaire proposé.

comparaison est faite avec le modèle non-linéaire proposé dans ce papier. Pour le modèle linéaire, tous les paramètres estimés en petits signaux sont considérés comme constants.

Les résultats des signaux d'erreur obtenus à partir d'un modèle linéaire sont tracés en fonction du déplacement en haut de la figure 6 et les signaux d'erreur obtenus à partir du modèle non-linéaire proposé dans ce papier sont tracés en fonction de déplacement en bas de la même figure. Nous pouvons constater que le signal d'erreur s'approche de 0,5 N dans le cas du modèle linéaire, contrairement à l'erreur à peine visible sur la même échelle dans le cas du modèle non-linéaire.

Afin de quantifier l'erreur, nous comparons les valeurs efficaces des signaux d'erreur, calculées comme suit :

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_{n=0}^{N-1} (F_{err}[n])^2}{N}}. \quad (12)$$

Les valeurs efficaces des signaux d'erreur sont présentées dans la Table 1 et les évaluations des courbes sont affichées sur la figure 7. La valeur efficace du signal d'erreur pour le modèle linéaire atteint 0,36 alors que la valeur efficace du signal d'erreur pour le modèle non-linéaire, et pour la même amplitude, ne vaut que 0,004, soit 100 fois moins. Ces résultats soulignent l'importance de l'utilisation du modèle non linéaire. La valeur efficace du signal d'erreur pour le modèle linéaire croît très rapidement avec l'augmentation de l'amplitude du déplacement même pour un faible niveau

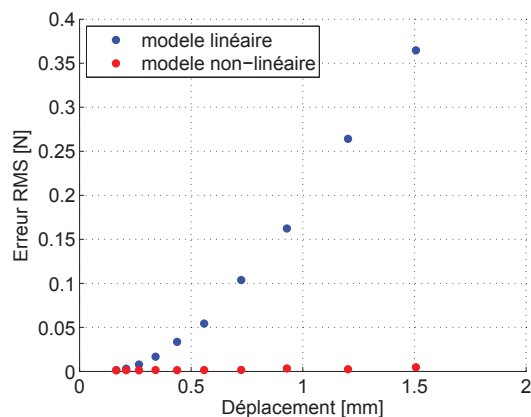


FIGURE 7 – Valeurs efficaces de signal d’erreur du modèle linéaire (en bleu) comparées avec des valeurs efficaces de signal d’erreur du modèle non-linéaire (en rouge).

Déplacement [mm]	RMS, modèle linéaire	RMS, modèle non-linéaire
0.16	1.31 e-03	1.27 e-03
0.21	3.01 e-03	1.41 e-03
0.27	7.78 e-03	1.26 e-03
0.34	1.66 e-02	1.57 e-03
0.44	3.35 e-02	1.31 e-03
0.56	5.44 e-02	1.45 e-03
0.72	1.04 e-01	1.66 e-03
0.93	1.62 e-01	3.38 e-03
1.20	2.64 e-01	2.36 e-03
1.51	3.65 e-01	4.70 e-03

TABLEAU 1 – Valeurs efficaces de signal d’erreur du modèle linéaire comparées avec les valeurs efficaces de signal d’erreur du modèle non-linéaire.

de signal ce qui est évident en observant la figure 7.

7 Conclusion

Une technique de mesure dynamique des paramètres mécaniques (la raideur mécanique K_{ms} et la résistance mécanique R_{ms}) des suspensions de haut-parleurs a été présentée. La technique est basée sur l’hypothèse de déplacement et de vitesse du diaphragme purement harmoniques. Pour atteindre un tel état, une technique de contrôle actif est utilisée pour supprimer les harmoniques supérieurs du signal de déplacement.

Les résultats présentés dans ce papier ont montré une petite dépendance de la raideur mécanique K_{ms} au déplacement instantané et au déplacement crête ainsi qu’une dépendance de la résistance mécanique R_{ms} à la vitesse. Ces dépendances sont les symptômes du comportement des suspensions à la fois visco-élastique et géométrique.

Une comparaison entre les erreurs du modèle linéaire et du modèle non-linéaire proposé dans ce papier ont révélé l’importance de l’utilisation d’un modèle non-linéaire, même pour les amplitudes de déplacement qui ne peuvent être considérées comme très grandes.

Références

- [1] N. Thiele, “Loudspeakers in vented boxes : Part 1,” *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 19, no. 5, pp. 382–392, 1971.
- [2] R. H. Small, “Vented-box loudspeaker systems—part 1 : Small-signal analysis,” *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 21, no. 5, pp. 363–372, 1973.
- [3] M. Rousseau and J. Vanderkooy, “Visco-elastic aspects of loudspeaker drivers,” in *118th Audio Engineering Society Convention*, Barcelona, Spain, May 2005.
- [4] M. H. Knudsen and J. G. Jensen, “Low-frequency loudspeaker models that include suspension creep,” *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 41, no. 1/2, pp. 3–18, 1993.
- [5] K. Thorborg, C. Tinggaard, F. Agerkvist, and C. Futtrup, “Frequency dependence of damping and compliance in loudspeaker suspensions,” *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 58, no. 6, pp. 472–486, 2010.
- [6] K. Thorborg and C. Futtrup, “Frequency dependence of the loudspeaker suspension (a follow up),” *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 61, no. 10, pp. 778–786, 2013.
- [7] W. Klippel, “Dynamic measurement of loudspeaker suspension parts,” *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 55, no. 6, pp. 443–459, 2007.
- [8] A. Novak, P. Lotton, and L. Simon, “Dynamic measurement of loudspeaker suspension parameters using an active harmonic control technique,” in *136th Audio Engineering Society Convention*, Berlin, Germany, April 2014.
- [9] A. J. Kaizer, “Modeling of the nonlinear response of an electrodynamic loudspeaker by a volterra series expansion,” *Journal of the Audio Engineering Society*, vol. 35, no. 6, pp. 421–433, 1987.
- [10] W. Klippel, “Nonlinear large-signal behavior of electrodynamic loudspeakers at low frequencies,” *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 40, no. 6, pp. 483–496, 1992.