

Comportement vibratoire d'un système avec une interface lubrifiée frottante

H. BERRO, J. CAYER-BARRIOZ, J.-J. SINOU

Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS) UMR5513 CNRS/École Centrale de Lyon
36 Avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex, FRANCE

Résumé :

La dynamique locale des interfaces lubrifiées présente des complexités qui dépendent de la structure moléculaire des films confinés. Dans un système mécanique comportant une ou plusieurs interfaces lubrifiées, l'influence de ce comportement local sur la dynamique globale reste largement méconnue. Dans ce travail, nous poursuivrons une démarche de simulation numérique intégrant des lois de frottement locales, obtenues expérimentalement. L'objectif est alors de proposer une caractérisation du comportement vibratoire d'un système frottant comportant une interface lubrifiée et d'étudier la complexité des comportements globaux pouvant être observés par cette prise en compte du comportement local à l'interface.

Abstract :

In a lubricated interface, the local dynamic responses can be complex and depend on molecular effects in the confined lubricating films. In a mechanical system comprising one or more of such interfaces, the influence of the local interfacial behaviour on the global vibrational response remains largely unknown. In this work, we propose a numerical model which incorporates realistic laws of local friction based on experimental results by our research group. The objective is to characterize the dynamics of a system comprising a single lubricated interface and study the complex global responses triggered by the special consideration of the local interfacial behaviour.

Mots clefs : frottement, lubrification, dynamique non-linéaire, instabilités vibratoires.

Introduction

L'un des défis importants dans le domaine de la conception mécanique aujourd'hui est la capacité de prédire et de réduire les vibrations structurales. Ces vibrations peuvent se nourrir soit des sources d'excitation externes ou bien du système lui-même (vibrations auto-entretenues comme celles induites par le frottement). Ces vibrations, difficilement maîtrisables, entraînent une augmentation des contraintes subies par le matériau, dépassant celles prévues au cours des cycles du fonctionnement normal. En conséquence, la fatigue du matériau est accélérée et la durée de vie des composants concernés est considérablement réduite. En plus de cet effet de long terme, les émissions acoustiques issues de telles vibrations représentent une source d'inconfort telle que le bruit de crissement dans les freins automobiles [1].

Plusieurs mécanismes ont été proposés dans la littérature dans le but d'expliquer la source des vibrations dans les systèmes frottants [1-7]. Dans le cas des systèmes autonomes, les vibrations, dites auto-entretenues, proviennent d'une des deux catégories de ces phénomènes. Dans la première catégorie, il s'agit des instabilités qui dépendent essentiellement des caractéristiques propres de la structure telles que sa géométrie (instabilités de type sprag-slip [2,3]) et des résonances en raison du couplage modal produit par le frottement aux interfaces [2,4]. Dans la deuxième catégorie sont les instabilités de type collé-glissé (stick-slip) qui se produisent lorsque le coefficient de frottement n'est pas constant [1,2,5,6]. Ceci inclut non seulement les lois discontinues du frottement (loi de Coulomb par exemple) mais aussi celles où le frottement dépend de la vitesse de glissement ou de la température. De plus, dans les systèmes soumis à une excitation externe,

comme une force normale ou une vitesse de glissement variable, le système peut s'avérer instable si un décalage temporel se produit entre l'excitation externe et la réponse latérale en frottement, un phénomène souvent observé dans les expériences [7].

En réalité, la vibration induite par le frottement est le fruit d'une combinaison de ces mécanismes, pondérés différemment selon la configuration du système et les conditions opératoires. Le problème se complexifie quand un film lubrifiant entre en jeu. En effet, ce film présente sa propre réponse dynamique au cisaillement [8,9]. De plus, les lois du frottement lubrifié dépendent toujours des conditions opératoires et sont modélisées par des pentes négatives sur lesquelles des instabilités vibratoires globales peuvent se nourrir [8].

Dans ce texte, on s'intéresse aux instabilités vibratoires dans les systèmes frottants lubrifiés. Cette étude est basée sur une modélisation numérique qui s'appuie sur des résultats expérimentaux donnant les lois de frottement locales. L'intérêt de ce travail est en partie dû au manque, dans la littérature, des études traitant la dynamique des systèmes lubrifiés d'un point de vue global. De plus, l'un des enjeux réside dans le paradoxe suivant : la lubrification, censée réduire les dissipations et améliorer la durée de vie des composants mécaniques, peut devenir une source de vibrations indésirables menant vers la détérioration des contacts, et la fatigue du matériau dans les systèmes mal conçus.

Suite à une présentation générale du modèle numérique, des équations du mouvement et du modèle de frottement considéré, la stabilité de l'équilibre statique d'un système autonome est étudiée en régime de fonctionnement. Dans la troisième partie, on s'intéresse à la réponse vibratoire du système lorsque l'excitation externe devient variable dans le temps. Dans la dernière section, nous présentons les conclusions sur les résultats actuels.

1. Présentation du modèle

Nous considérons un modèle à 1 degré de liberté comportant une masse m , frottant sur un tapis roulant à vitesse connue v_{tapis} (figure 1).

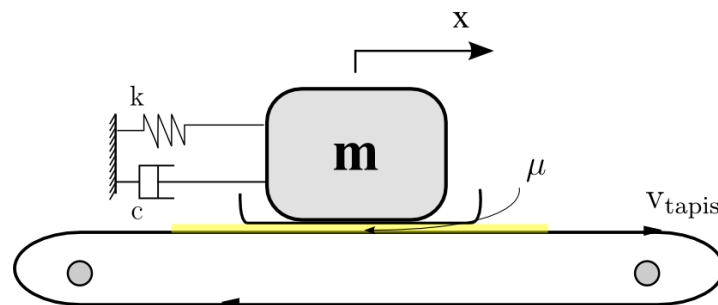


FIG. 1 – Schéma du système d'un bloc sur tapis roulant comportant une interface lubrifiée

L'équation de mouvement écrit :

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + c \frac{\partial x}{\partial t} + kx = \mu N \quad (1)$$

c et k caractérisent l'amortissement et la raideur de la structure. N est la force normale à la direction du mouvement et μ est le coefficient de frottement à l'interface lubrifiée. En introduisant les constantes $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ et $\zeta = c/(2\sqrt{km})$ et en appliquant un changement de variable $\tau = \omega_0 t$, l'équation (1) devient:

$$\ddot{x} + 2\zeta\dot{x} + x = \frac{\mu N}{k} \quad (2)$$

où $\dot{x} = \frac{\partial x}{\partial \tau}$ et $\ddot{x} = \frac{\partial^2 x}{\partial \tau^2}$

1.1 Modèle de frottement

Un modèle de frottement lubrifié, appliqué à des résultats expérimentaux de Mazuyer et al. [8], est considéré pour donner la variation de μ en fonction de la vitesse relative à l'interface lubrifiée. Ce modèle théorique est basé sur la cinétique de formation et de rupture de jonctions entre les surfaces de contact auquel se rajoute un terme de cisaillement visqueux pour les vitesses élevées. Ainsi, deux contributions, une élastique et une visqueuse, à la force de frottement totale sont présentes dans le modèle s'écrit sous la forme :

$$\mu(v_{rel}) = \text{sign}(v_{rel}) \left(\varphi \left(\frac{AGl^*}{DN} \right) \left(\frac{v_{rel}}{v_0} \right) \left(\frac{1 - \left(1 + \left(\frac{v_0}{v_{rel}} \right) \right) e^{-\frac{v_{rel}}{v_0}}}{1 - e^{-\frac{v_{rel}}{v_0}}} \right) + (1 - \varphi) \left(\frac{A}{dN} \right) \eta v_{rel} \right) \quad (3)$$

$v_{rel} = V_{tapis} - \omega_0 \dot{x}$ est la vitesse de glissement entre la masse et le tapis roulant. $v_0 = l^* / \tau_0$ est la vitesse critique de glissement qui précède la rupture d'une jonction par l'effet du cisaillement interfacial. A est l'aire de contact. G est le module de cisaillement moyen du film lubrifiant adsorbé. l^* est la déformation critique avant la rupture de jonction. D est l'épaisseur totale du film, tandis que d est l'épaisseur de l'interpénétration entre les couches adsorbées sur chaque surface (figure 2).

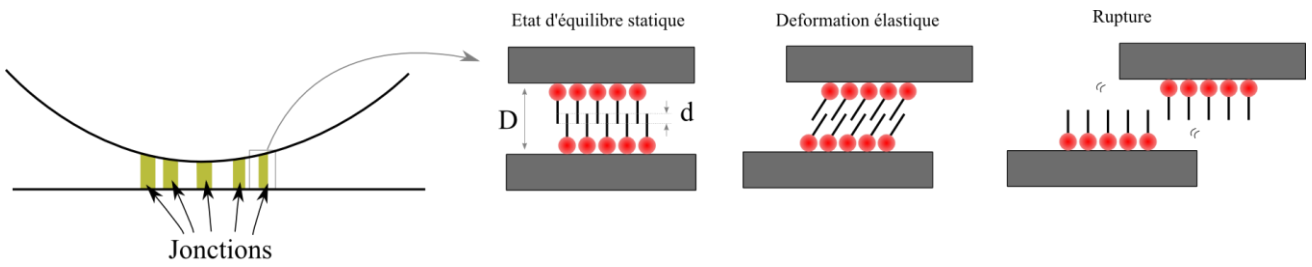


FIG. 2 – Schéma du processus de rupture des jonctions par cisaillement

$\varphi = \langle t_b \rangle / (\langle t_b \rangle + \tau)$ est le rapport entre le nombre de jonctions à v_{rel} et leur nombre en l'absence de glissement. $\tau = \tau_{ref} (v_{rel} / v_{ref})^{k_1}$ est le temps nécessaire pour l'activation ou réactivation thermique des jonctions. Il est donné par une loi de puissance décroissante avec un temps de référence τ_{ref} , une vitesse de référence v_{ref} , et une puissance k_1 comprise entre 0 et -1. $\langle t_b \rangle = \tau_0 (1 - \exp(-v_0 / v_{rel}))$ représente la durée de vie moyenne d'une jonction. τ_0 est le temps moyen nécessaire pour rompre une seule jonction purement par effet thermique.

Enfin pour le terme visqueux, $\eta = \eta_{ref} (v_{rel} / v_{ref})^{k_2}$ est la viscosité dynamique du film lubrifiant variable avec le taux de cisaillement par effet de rhéo-fluidification. η_{ref} est une viscosité de référence et k_2 est une puissance comprise entre 0 et -1 et qui dépend de la nature du fluide lubrifiant à l'interface. Il faut noter que l'aire de contact A dépend également de la charge normale (N) selon une loi de contact adhésif de type Hertz ou JKR.

1.2 Application: modificateur de frottement

On considère par la suite une interface lubrifiée par un mélange de lubrifiant comportant 0,5% (concentration massique) de N-alkyl dioleate diamine dans une huile de base synthétique de Poly-Alpha-Oléfines. D'après

les résultats expérimentaux [8], le coefficient de frottement suit la loi théorique donnée en équation (3) avec les paramètres suivants :

$$G = 3.9 \text{ MPa} ; D = 4.25 \text{ nm} ; v_0 = 1.6 \times 10^{-12} \text{ m/s} ; l^* = 1.6 \text{ nm} ; \tau_0 = 1000 \text{ s} ; \tau_{\text{ref}} = 18 \text{ s} \\ k_1 = -0.41 ; \eta_{\text{ref}} = 900 \text{ Pa.s} ; v_{\text{ref}} = 10^{-10} \text{ m/s} ; k_2 = -0.62 ; d = 0.1 \text{ nm}$$

Pour une charge normale de 1mN, l'aire de contact est de $28.3 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ et la force tangentielle de frottement varie avec la vitesse de glissement comme l'illustre la figure 3.

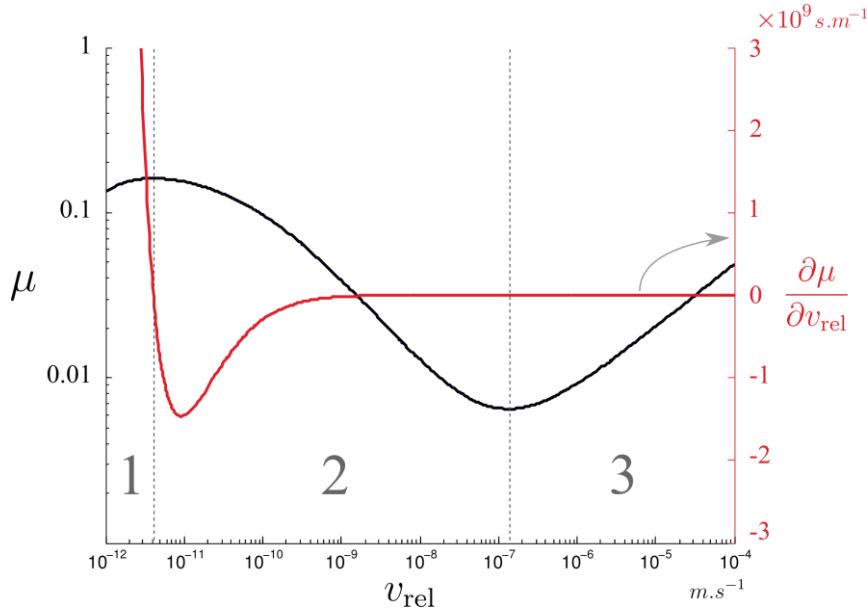


FIG. 3 – Variation du coefficient de frottement en fonction de la vitesse relative à l'interface lubrifiée

On peut différencier trois zones de frottement qui traduisent un comportement différent du lubrifiant selon le régime de cisaillement. Pour une vitesse de glissement inférieure à $4.10 \times 10^{-12} \text{ m/s}$, le coefficient de frottement est élevé. Le mouvement relatif lent des surfaces n'engendre que la déformation élastique des jonctions parce que l'énergie apportée par cisaillement n'est pas suffisante pour rompre ces dernières. Il y a alors une sorte de frottement statique dans le contact. Quand la vitesse de glissement augmente, de plus en plus de jonctions sont rompues et le coefficient de frottement diminue. Pour le lubrifiant considéré, cela se produit jusqu'à la vitesse de $1.35 \times 10^{-7} \text{ m/s}$. Au delà de cette vitesse, la réponse du lubrifiant devient visqueuse et le frottement augmente linéairement avec la vitesse de glissement.

2. Stabilité de l'équilibre statique dans un système autonome

Considérons désormais que la charge normale (N) et la vitesse du tapis roulant (v_{tapis}) ne varient pas au cours du temps. L'équation différentielle du mouvement (Eq.2) est caractérisée par une solution statique à la position $x_e = \frac{\mu(\dot{x} = 0)N}{k} = \frac{\mu(v_{\text{rel}} = v_{\text{tapis}})N}{k}$. La stabilité de cet équilibre dépend de la vitesse du tapis roulant. La linéarisation de l'équation du mouvement autour de cette position d'équilibre ($x = x_e + \varepsilon$) donne l'équation différentielle suivante en ε :

$$\ddot{\varepsilon} + \left(2\zeta + \frac{\omega_0 \mu'_0 N}{k}\right) \dot{\varepsilon} + \varepsilon = 0 \quad (4)$$

où $\mu'_0 = \frac{\partial \mu}{\partial v_{\text{rel}}}(v_{\text{tapis}})$. La condition de stabilité devient donc [10] :

$$\zeta > \frac{-\omega_0 \mu'_0 N}{2k} \quad (5)$$

La stabilité de l'équilibre dépend évidemment de la vitesse du tapis roulant. Si cette vitesse se trouve dans la zone 1 ou 3 de la courbe de frottement (figure 3), μ'_0 est alors positif et la position d'équilibre est naturellement stable. Cependant, dans la zone 2 où le frottement est une fonction décroissante de la vitesse relative, une valeur minimale de l'amortissement adimensionnel ζ est nécessaire pour éviter une instabilité de type stick-slip. Néanmoins, une valeur de ζ plus grand de l'unité n'est pas physique car cela traduit que les vibrations libres de la structure ne sont pas possibles. Par conséquent, en fonction de la vitesse du tapis, trois scénarios permettront de décrire la stabilité du système (figure 4). Si la pente de la variation du coefficient de frottement avec la vitesse relative est positive, le système est naturellement stable. Pour une gamme de vitesses comprises entre 2.12×10^{-8} m/s et 1.35×10^{-7} m/s, le système est instable en l'absence d'un amortissement structural. Par contre, ce dernier peut être stabilisé par l'ajout d'un amortissement qui satisfait l'équation (5). Si la vitesse du sol est comprise entre 4.10×10^{-12} et 2.12×10^{-8} , tout système physique est instable.

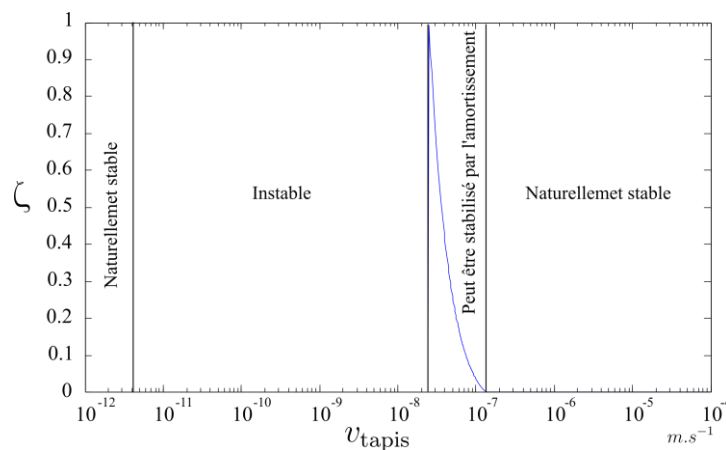


FIG. 4 – Les zones de stabilité du système selon la vitesse du tapis roulant

3. Vitesse au sol variable

Dans les systèmes mécaniques réels, il est rare d'avoir des conditions opératoires constantes lors du fonctionnement. Pour le modèle considéré, la vitesse du tapis roulant s'avère être un facteur crucial pour la stabilité du système. Ainsi, nous considérons dans cette partie que cette vitesse de glissement n'est pas constante et varie par cycles réguliers entre deux vitesses v_1 et v_2 comme montré dans la figure 5.

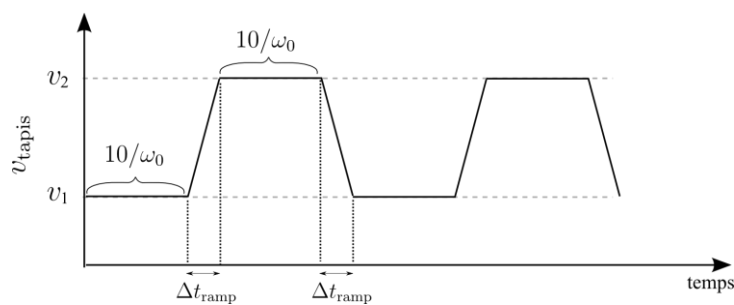


FIG. 5– Variation de la vitesse du tapis roulant en fonction du temps

Trois paramètres influencent la réponse vibratoire du système à cette excitation externe variable : en premier lieu, le choix des vitesses v_1 et v_2 , notamment la zone de frottement dans laquelle chaque vitesse correspond (figure 3), deuxièmement, l'accélération entre ces deux vitesses : $a = (v_2 - v_1) / (\Delta t_{ramp})$

Les simulations numériques présentées à la figure 6 ont démontré que l'accélération est un facteur important qui influence l'amplitude des vibrations périodiques du système. Dans le cas où v_1 correspond à la zone de frottement instable (figure 6-a et 6-b), lors de la première étape du cycle, les vibrations sont divergentes. Pendant la deuxième étape, la vitesse du tapis roulant augmente progressivement pour attendre la zone stable

et les vibrations s'atténuent. Les résultats montrent les amplitudes des vibrations augmentent de façon considérable lors d'une grande accélération.

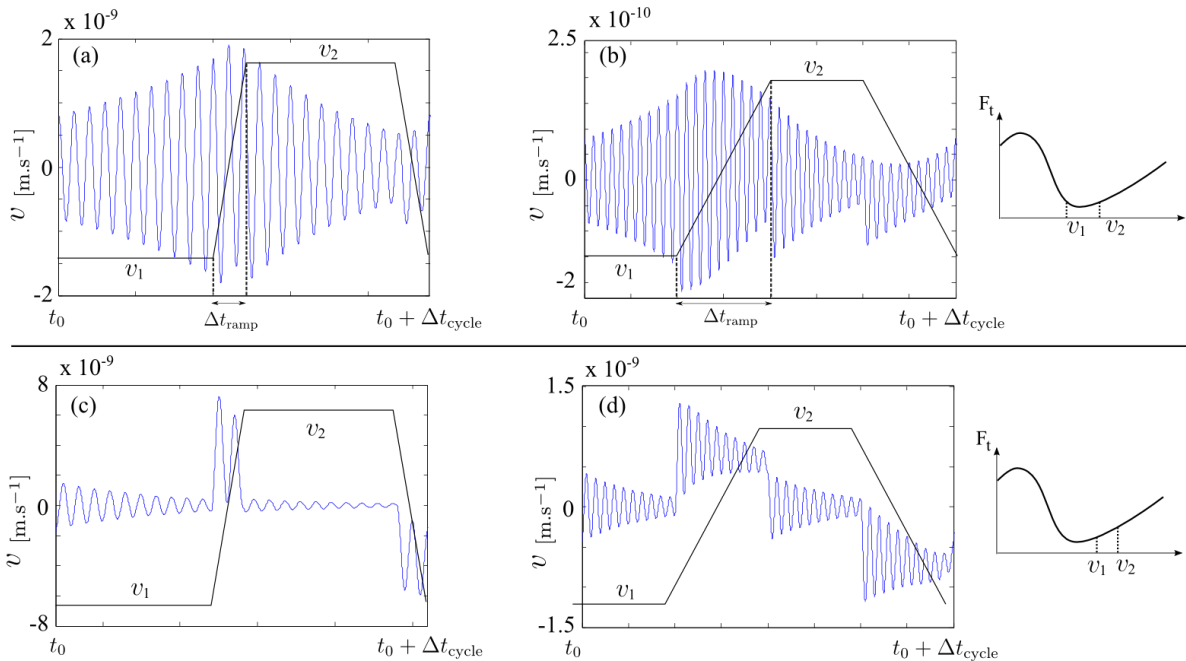


FIG. 6– Réponse vibratoire d'un système non-amorti pour deux cycles de glissement et pour deux accélérations différentes. a et b : v_1 est dans la zone instable de frottement. (c) et (d) : v_1 est dans la zone stable. (a) et (c) : l'accélération vaut $4 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$. (b) et (d) : l'accélération vaut $8 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$.

Dans cet exemple, une augmentation de l'accélération par un facteur de 5 donne des vibrations avec une amplitude 10 fois plus importante. Qualitativement, le même phénomène se produit quand v_1 est dans la zone stable avec la différence que l'amplitude de vibrations augmente par un facteur de 5 au lieu de 10 (figures 6-c et 6-d).

4. Conclusions

Des simulations numériques ont été conduites dans le but d'identifier les conditions de stabilité et la réponse vibratoire d'un système à un degré de liberté typique comportant une interface lubrifiée. Un modèle de frottement lubrifié, basé sur la cinétique de rupture des jonctions et les contraintes visqueuses entre les surfaces de contact, a été implémenté. Les simulations ont montré que la stabilité du système dépend uniquement, dans le cas des vibrations auto-entretenues, de la vitesse du tapis glissant à l'interface. Dans le cas où le tapis subi une accélération, la réponse vibratoire du système montre une augmentation importante des amplitudes, ce qui peut être très dangereux pour un système mécanique réel.

Références

- [1] J.-J. Sinou, Habilitation à diriger des Recherches de l'Ecole Centrale de Lyon et l'Université Claude Bernard Lyon 1 (2007).
- [2] N.P. Hoffmann, Journal of Sound and Vibration 301 (2007), 1023–1034.
- [3] J. Kang, C.M. Krousgrill, Journal of Sound and Vibration 329 (2010), 3537–3549.
- [4] J.-J. Sinou, L. Jézéquel, European Journal of Mechanics - A/Solids, Volume 26-1 (2007), 106-122.
- [5] G.X. Chen, Z.R. Zhou, Wear 255 (2003) 376–384.
- [6] P. Gdaniec, C. Weiß, N.P. Hoffmann, Mechanics Research Communications 37 (2010), 92–95.
- [7] G.X. Chen, Z.R. Zhou, Wear 262 (2007), 1123–1139.
- [8] D. Mazuyer, J. Cayer-Barrioz, A. Tonck, F. Jarnias, Langmuir (2008), 24, 3857-3866.
- [9] J. Cayer-Barrioz, D. Mazuyer, A. Tonck, E. Yamaguchi, Langmuir (2009), 25(18), 10802–10810.
- [10] L. Meirovitch, Dynamics and Control of Structures. John Wiley & Sons (1990).