



HAL
open science

Influence de la géométrie des premiers corps sur les instabilités de contact - cas du crissement

C. Vayssiere, Yves Berthier, Laurent Baillet

► **To cite this version:**

C. Vayssiere, Yves Berthier, Laurent Baillet. Influence de la géométrie des premiers corps sur les instabilités de contact - cas du crissement. The fifth European Conference on Braking JEF 2006, 2006, Lille, France. pp. 9. insu-00355500

HAL Id: insu-00355500

<https://insu.hal.science/insu-00355500>

Submitted on 22 Jan 2009

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.

**INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DES PREMIERS CORPS SUR LES
INSTABILITES DE CONTACT – CAS DU CRISSEMENT –**

**THE INFLUENCE OF FIRST BODIES GEOMETRY ON THE
INITIATION OF CONTACT INSTABILITES – APPLICATION TO THE
SQUEAL –**

Claire VAYSSIERE^a, Yves BERTHIER^a, Laurent BAILLET^b

*a- Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Solides,
INSA-Lyon - 20 Avenue Albert Einstein 69621 Villeurbanne, France
Claire.Vayssiere@insa-lyon.fr*

*b- Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique
Université Joseph Fourier - 1381 rue de la Piscine - Domaine Universitaire
BP 53 38041 Grenoble Cedex 9, France*

RESUME

Le crissement, bien que ne nuisant pratiquement pas au fonctionnement du mécanisme de frein, est surtout étudié car il est gênant pour l'utilisateur et l'environnement sonore du véhicule. Lors d'une précédente étude il a été démontré expérimentalement que, pour une valeur du coefficient de frottement et un troisième corps adéquats, l'apparition du crissement peut être directement liée à la géométrie des premiers corps.

Les résultats présentés ici traitent des effets de cette géométrie sur les tendances (amplitude, fréquence...) des vibrations induites par frottement. Ceci est une première étape pour proposer des modifications des premiers corps permettant de résoudre les problèmes de crissement.

ABSTRACT

The squeal is often studied because it is uncomfortable for the user and the environment of the vehicle although not harming the operation of the brake mechanism. A preceding study showed experimentally that, for a convenient value of the coefficient of friction and an adequate third body, the appearance of the squeal can be directly related to the geometry of the first bodies.

The results presented here deal with the evolution of the tendencies (amplitude, frequency...) of the vibrations induced by friction according to the relative angle between the surfaces of the first bodies. This is a first stage to propose modifications of the first bodies to solve the problems of squeal.

1. INTRODUCTION

Le crissement est une vibration des éléments d'un mécanisme, par exemple un frein, que l'oreille interprète comme bruit. Beaucoup d'études ont prouvé que ce bruit résulte du déclenchement d'une vibration dans le contact glissant [ADA.95] qui se propage dans chaque élément du mécanisme. Les surfaces de ces éléments commencent alors à vibrer, produisant une pression acoustique : le son. En conséquence, l'élément bruyant dans un mécanisme crissant n'est pas toujours celui à l'origine de la vibration.

Les vibrations induites par frottement sont étudiées depuis les années 1930. Les plus classiques sont les instabilités quasi-harmoniques ou stick-slip, où la surface des deux corps frottants reste localement en contact. Mais un autre type de vibrations a été mis en évidence dans les contacts frottants, des ondes dites d'adhérence-glissement-décollement traduisant une séparation locale des deux corps [COM.78].

La plupart des analyses du phénomène de crissement de freins sont réalisées dans le domaine fréquentiel, ce qui paraît pertinent puisque le crissement est une vibration auto-entretenu provenant de l'excitation d'un ou plusieurs des modes couplés des premiers corps, voire du mécanisme de frein. Toutefois, une étude temporelle du phénomène apporte des informations indétectables par l'analyse fréquentielle mais nécessaires à la compréhension du phénomène : de récents travaux [VAY.05] ont montré que l'apparition du crissement peut être directement liée à la géométrie des premiers corps, notamment via l'angle relatif entre les deux surfaces frottantes. Menés sur un tribomètre pion-disque à contact macroscopiquement plan-plan, ces travaux ont en effet montré que pour une valeur du coefficient de frottement et un troisième corps adéquats, l'apparition du crissement peut être directement liée à la géométrie du disque : des défauts de planéité de sa surface d'environ $30\mu\text{m}$ d'amplitude sur 8 cm de longueur – soit un angle relatif maximum de 0.01° – peuvent engendrer une alternance de périodes crissantes et non crissantes suivant si la pente du disque est croissante ou décroissante (en amont ou en aval d'une « bosse », par exemple).

Le but de cet article est d'étudier l'influence de divers paramètres sur les vibrations des premiers corps lors de variations de l'angle relatif entre leurs surfaces respectives. Une étude paramétrique a donc été réalisée avec une géométrie modèle, aboutissant à une interprétation des phénomènes locaux (décollement, glissement...) induits par le frottement et pouvant, sous certaines conditions, provoquer l'initialisation et l'entretien des vibrations dans un contact frottant.

Les résultats présentés ici sont purement numériques. Les travaux expérimentaux pour les valider feront l'objet d'une autre publication. Industriellement, ce travail est une première étape à la proposition de modifications des premiers corps permettant de résoudre les problèmes de crissement.

2. MODELE NUMERIQUE

Le code d'éléments finis dynamique explicite PlastD [BAI.05a] développé au LaMCoS a été employé pour simuler le comportement du mécanisme et des premiers corps. Ce code possède des algorithmes de gestion du contact avec frottement basés sur la méthode des multiplicateurs de Lagrange à incrément avant [CAR.91] pour évaluer les efforts normaux et tangentiels de contact dans la zone en contact et pour déterminer si les surfaces de contact adhèrent, glissent ou se séparent localement (de l'ordre du μm). La loi de frottement utilisée est une loi standard de frottement de Coulomb sans

régularisation de la contrainte tangentielle en fonction de la composante tangentielle de la vitesse.

Le modèle numérique se compose d'un pion constitué d'un matériau de friction frottant sur un disque en acier (cf. Fig. 1). Le caractère circulaire du disque est rendu en 2D par une condition limite de périodicité imposée sur ses bords latéraux. La surface du disque présente une succession de 13 paliers d'angle différent (de 0° à 0.03°). Cet angle sera par la suite nommé θ .

Les principales caractéristiques du modèle numérique sont présentées Tab. 2.

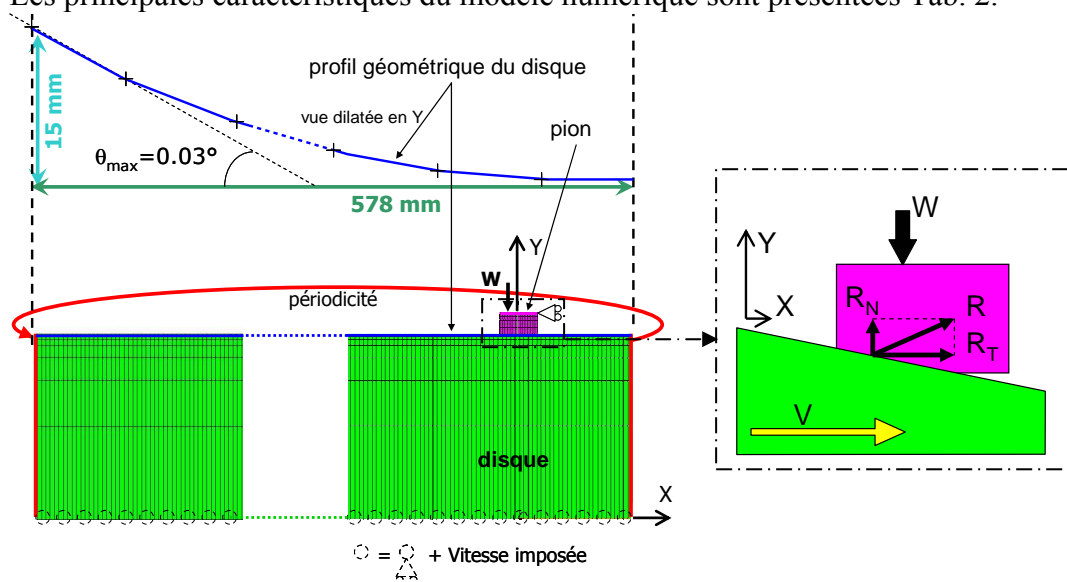


Fig. 1 : modèle numérique 2D + vue rapprochée avec Y dilaté

Fig. 1: numerical model in 2-dimensions + zoom on the pin with magnified Y-direction

Corps	Longueur (mm)	Épaisseur (mm)	Nb. d'éléments	Pas de temps (s)	Coefficient de frottement local μ_{local}		Densité ρ (kg/m ³)	Coefficient de Poisson ν		Module d'Young E (MPa)		Charge appliquée W (MPa/mm)		Vitesse du disque V (m/s)
					valeur	gamme		valeur	gamme	valeur	gamme	valeur	gamme	
Pion	15	10	150	0.25e-7	0.4	0.1 à 0.6	2500	0.3	0 à 0.45	3000	1000 à 30000	-2.5	-1 à -10	3
Disque	578	85	2240				7800	0.3		210000				

Tab. 2 : description du modèle numérique, valeur des paramètres des simulations et gamme de leur variation

Tab. 2: description of the numerical model, value of the simulations' parameters and their range of variation

3. ETUDE PARAMETRIQUE

L'étude présentée ici porte sur l'influence de différents paramètres sur l'évolution des vibrations en fonction de l'angle θ . Ces paramètres sont la charge appliquée sur le pion W , le coefficient de frottement local μ_{local} imposé à l'interface pion/disque, et les caractéristiques mécaniques du pion : son module d'Young E_p et son coefficient de

Poisson ν_p . Les données dont l'évolution a été suivie sont la fréquence des vibrations et leur amplitude « mesurée » numériquement, c'est-à-dire obtenue à partir des coordonnées d'un nœud de la surface de contact du pion au cours du temps. La valeur de θ pour laquelle les vibrations apparaissent (θ_{limite}) a également été suivie.

Tous les calculs réalisés pour cette étude ont été menés à vitesse du disque constante (3 m/s). Pour une étude à vitesse variable, le lecteur pourra se reporter à [BAI.05b].

3.1. Évolution des vibrations en fonction de θ

Les vibrations du pion apparaissent quand θ atteint une valeur suffisante θ_{limite} , qui dépend des conditions limites imposées au système ainsi que des propriétés mécaniques des premiers corps. En dessous de θ_{limite} , le pion effectue de très légers déplacements latéraux correspondant à une phase où sa surface inférieure entraînée par frottement sur celle du disque, et une phase où le rappel élastique du volume du pion le ramène vers sa position d'équilibre. Ces déplacements s'effectuent selon le 1^{er} mode propre couplé de l'ensemble pion/disque à 15131 Hz (cf. Fig. 3-a où le couplage pion/disque est simulé par un blocage vertical des nœuds de la surface de contact du pion).

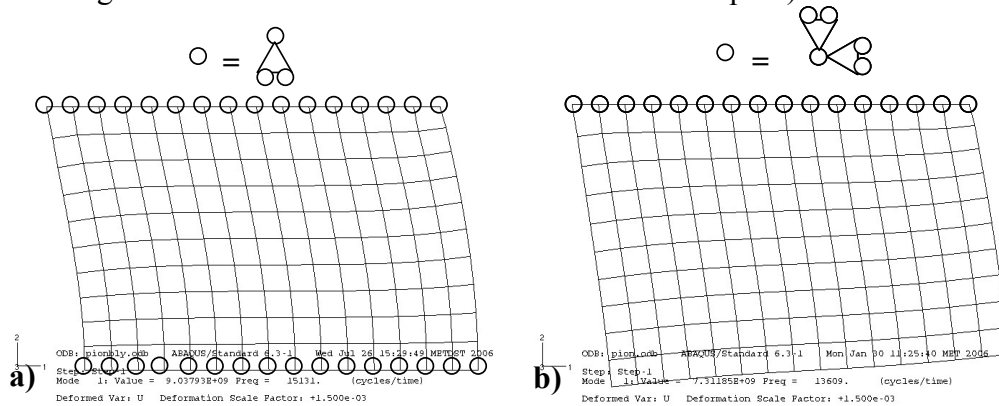


Fig. 3 : 1^{er} mode du pion calculé sur Abaqus avec pour conditions limites : a) blocage des nœuds supérieurs en X et Y + blocage des nœuds inférieurs en Y (15131 Hz); b) idem sans blocage des nœuds inférieurs (13609 Hz)

Fig. 3: first mode of the pin, calculated on Abaqus code and with boundary conditions: a) upper surface nodes locked in the X- and Y-directions + lower nodes locked in Y-direction (15131 Hz); b) idem without locking of lower nodes (13609 Hz)

Lorsque θ_{limite} est atteint, un nouveau mode de vibration se met en place, beaucoup plus intense que le premier. Le déplacement /X par entraînement de la surface de contact du pion par celle du disque est tel que le pion se décolle périodiquement du disque pour venir reprendre une position proche de celle d'équilibre. Ces vibrations s'effectuent selon le 1^{er} mode propre du pion libre (cf. Fig. 3-b), à une fréquence légèrement plus faible (13609 Hz) que celles sans décollement (cf. Fig. 4). Cependant, étant donné le rapport des amplitudes des deux types de vibrations (sans et avec décollement), seul le second type sera considéré ici comme « vibrations ».

Les vibrations induites par frottement sont généralement dues au coefficient de Poisson des premiers corps qui assure le couplage entre les directions tangentielle (X) et normale (Y) dans les matériaux. Ici, le frottement induit des vibrations longitudinales (selon X) de la surface inférieure du pion (cf. Fig. 3-a). Ces mouvements longitudinaux induisent des sollicitations verticales (perpendiculaires à la direction du frottement,

selon Y, cf. Fig. 3-b) qui finissent par provoquer le décollement des nœuds du pion en contact avec le disque et engendrent la vibration du pion sur son 1^{er} mode libre. Dans les simulations classiques, le couplage X/Y est uniquement dû au coefficient de Poisson du matériau du pion. Cependant, dans la configuration présentée ici (surface du disque non plane), les vibrations peuvent apparaître même à $v_{\text{pion}} = 0$, ce qui n'est pas possible en cas de contact plan/plan, faute de couplage X/Y dans le pion. Le couplage est créé ici par la géométrie particulière du disque : sa surface inclinée (cf. Fig. 1).

La fréquence des vibrations n'évolue quasiment plus en fonction de l'angle une fois que le décollement est apparu, mais leur amplitude décroît (cf. Fig. 4-b).

3.2. Évolution des vibrations en fonction de θ et de la charge appliquée.

Une augmentation de la charge retarde l'apparition des vibrations (θ_{limite} augmente), mais leur amplitude augmente avec W (cf. Fig. 4-b). Leur fréquence reste stable, comme le montre la Fig. 4-a sur laquelle on distingue bien les deux fréquences des modes propres du pion : autour de 15 kHz pour le mode couplé pion/disque et 13.5 kHz pour le 1^{er} mode libre du pion, excité lors des vibrations avec décollement.

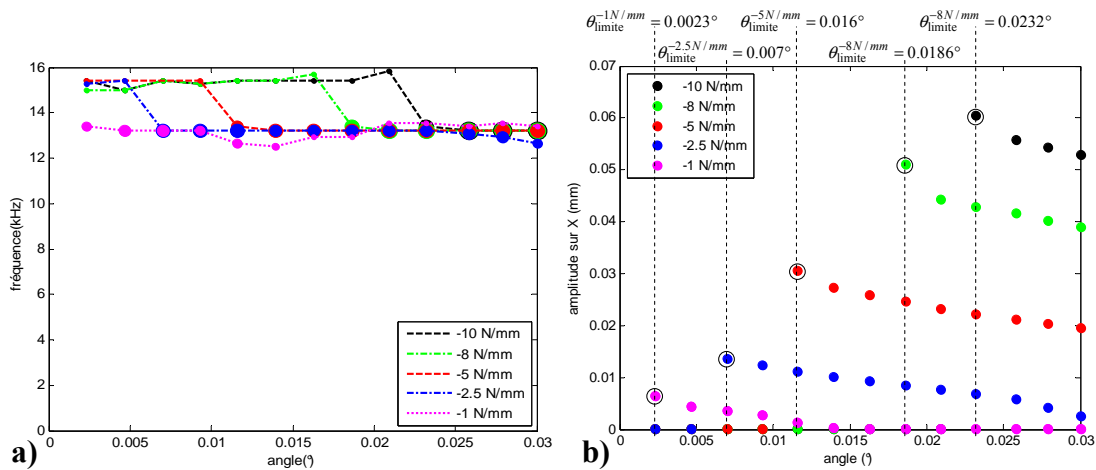


Fig. 4 : valeur de la fréquence (a) et de l'amplitude (b) des vibrations du pion en fonction de l'angle pour différentes charges appliquées W ; la taille des points sur (a) est proportionnelle à la hauteur des pics de fréquence (FFT) et les cercles sur (b) indiquent l'apparition des vibrations, donnant la valeur de θ_{limite}

Fig. 4: frequency (a) and amplitude (b) of the vibrations of the pin versus the angle for different applied loads W; the points' size on (a) is proportional to the FFT peaks and circles on (b) show the vibrations' appearance, giving the value of θ_{limite}

3.4 Évolution des vibrations en fonction de θ et du matériau du pion.

3.4.1 Variations du module d'Young du pion E_p

Le module d'Young du pion est le paramètre le plus influent sur les vibrations. Son augmentation fait diminuer l'angle pour lequel les vibrations apparaissent. Leur amplitude et leur fréquence varient également dans de grandes proportions, et diminuent et augmentent respectivement avec l'augmentation de E_p .

3.4.2 Variations du coefficient de Poisson du pion ν_p

Le coefficient de Poisson du pion ν_p a une influence relativement faible sur la modification des vibrations du pion. Leur fréquence diminue légèrement et leur amplitude augmente avec l'augmentation de ν_p , en revanche l'angle d'apparition des vibrations θ_{limite} est quasiment le même quelle que soit la valeur de ν_p .

4. ANALYSE DES RESULTATS ET APPLICATION AU FREINAGE

Pour que cette étude paramétrique ait un sens et un intérêt au niveau industriel, il faut que, si une solution non crissante est trouvée, le frein reste efficace. L'efficacité du frein peut par exemple s'écrire en termes de puissance dissipée lors du freinage, ou bien de coefficient de frottement. Il s'agit alors du coefficient de frottement global, obtenu en calculant le rapport des forces (tangentielle/normale) mesurées loin du contact. Ce coefficient appelé μ^* , qui est celui mesuré expérimentalement, est différent du coefficient de frottement local μ_{local} imposé numériquement en chaque point de l'interface de contact pion/disque. Dans le cadre de ce travail, il a été choisi de suivre l'évolution du coefficient de frottement global μ^* dans tous les cas. Lorsqu'il n'y a pas encore de vibrations (\equiv glissement pur pour les cas testés ici, quand $\theta < \theta_{\text{limite}}$) alors $\mu^* = \mu_{\text{local}}$. Lorsque $\theta > \theta_{\text{limite}}$, les vibrations sont toujours (pour les cas testés ici) de type glissement-décollement. μ^* est alors obtenu en effectuant pour chaque cas une moyenne temporelle du rapport force tangentielle/force normale sur la durée du palier (= le temps que met le pion à parcourir une portion d'angle donné).

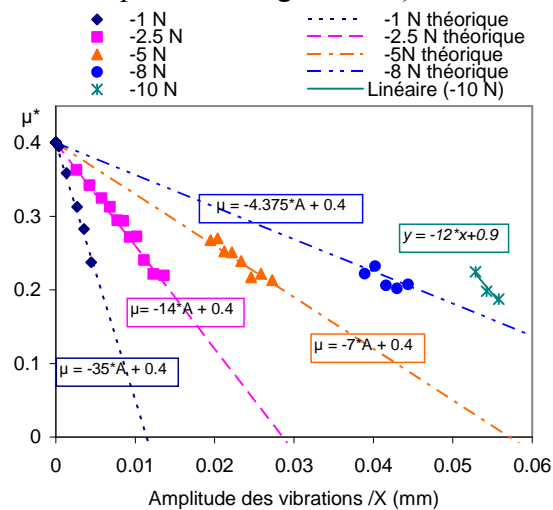


Fig. 5 : évolution de μ^* en fonction de l'amplitude A_x des vibrations /X, pour différentes valeurs de la charge appliquée W

Fig. 5: evolution of μ^* versus the amplitude A_x of the vibrations, for different values of the applied load W

Dans le cas de la variation de charge dans un régime glissement-décollement tel qu'étudié ici, μ^* varie linéairement en fonction de l'amplitude des vibrations, comme on le voit sur la Fig. 5. En outre, les pentes des droites $\mu^* = f(A_x)$ pour les différentes charges appliquées dépendent linéairement de l'inverse de la charge. On peut donc écrire les résultats présentés sur la Fig. 5 sous la forme :

$$\mu^* = \alpha \cdot \frac{A_x}{W} + \mu_{\text{local}} \quad \text{avec } \alpha < 0 \text{ (ici } \alpha = -35) \quad (1)$$

On peut trouver des relations équivalentes pour la dépendance de μ^* en A_x en fonction des autres paramètres étudiés lors de cette étude, comme le montre la Fig. 6 pour E_p et ν_p . Et de même que pour la charge, les pentes des droites $\mu^*=f(A_x)$ dépendent linéairement du paramètre étudié.

Ainsi, on peut écrire :

$$\mu^* = \beta \cdot E_p \cdot A_x + \mu_{local} \quad (2)$$

et

$$\mu^* = (\gamma \cdot \nu_p + \eta) \cdot A_x + \mu_{local} \quad (3)$$

Dans le cas de la variation de μ_{local} dans la gamme 0.1 à 0.6, une relation linéaire peut être trouvée entre μ^* et $\mu_{local}/(1-\mu_{local})$. Toutefois, l'interprétation de cette loi et sa comparaison à celles obtenues pour les autres paramètres est complexe, et ne sera pas présentée ici.

En regroupant les équations 1, 2 et 3, on peut obtenir une loi plus générale :

$$\mu^* = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{E_p \cdot (2 - \nu_p)}{W} \cdot A_x + \mu_{local} \quad (4)$$

qui peut aussi s'écrire :

$$A_x = \xi \cdot \frac{W}{E_p \cdot (2 - \nu_p)} \cdot (\mu^* - \mu_{local}) \quad (5)$$

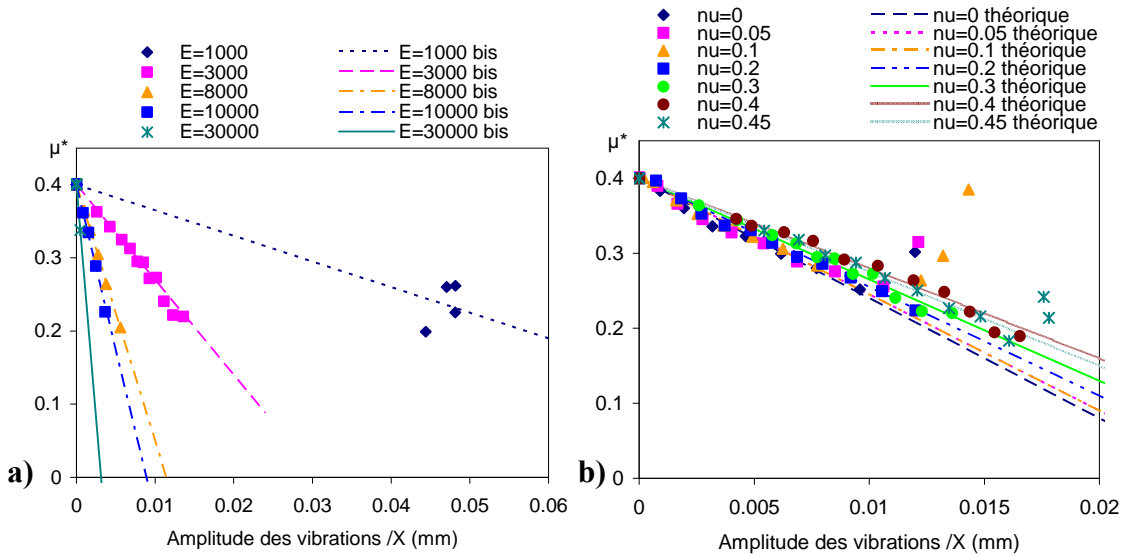


Fig. 6 : évolution de μ^* en fonction de l'amplitude A_x des vibrations /X, pour différentes valeurs du module d'Young E_p (a) et du coefficient de Poisson ν_p (b) du pion

Fig. 6: evolution of μ^* versus the amplitude A_x of the vibrations, for different values of the Young modulus of the pin E_p (a) and of its Poisson's ratio ν_p (b)

La Fig. 7 présente la comparaison de l'amplitude des vibrations calculée grâce à l'équation (5) et celle « mesurée » numériquement pour les différents paliers.

Les points qui ne sont pas sur la droite correspondent à l'établissement des vibrations, qui se traduit pendant un temps par des décollements du pion plus importants que ceux intervenant lors d'une vibration bien établie. L'amplitude mesurée numériquement est donc surestimée, et μ^* probablement sous-estimé.

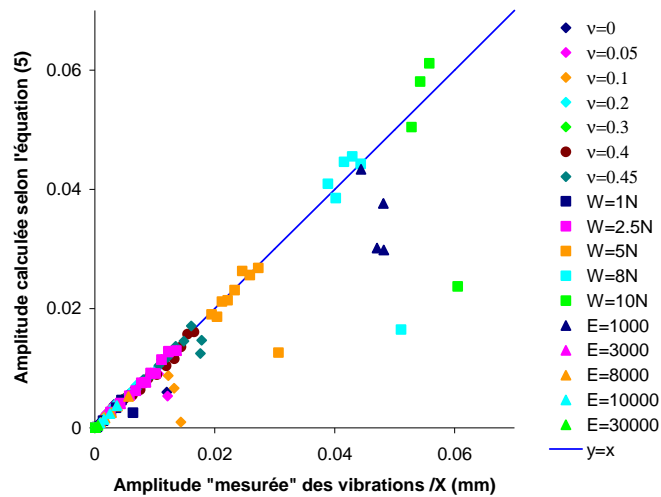


Fig. 7 : amplitude calculée en fonction de l'amplitude mesurée numériquement, pour tous les cas testés

Fig. 7: calculated amplitude versus the one numerically measured, for all tested cases

La valeur de ξ a une origine physique (notamment en fonction de la dynamique du système et de μ_{local} , E_{disque} et ν_{disque} , V_{disque} , ...). Dans le cas présenté ici sa valeur est de 0.015, mais cette valeur n'est pas généralisable, de même que celle des paramètres α , β , γ et η des équations 1, 2 et 3. La détermination de la physique ξ fera l'objet de prochains travaux.

5. DISCUSSION DE MODIFICATIONS DES PREMIERS CORPS POUR SUPPRIMER LE CRISSEMENT

Le Tab. 8 récapitule les tendances obtenues lors de l'étude paramétrique des vibrations. Le module d'Young est le paramètre le plus influent sur les vibrations, et il semble donc qu'en cas d'action sur les paramètres matériaux ce soit cette grandeur la plus importante à modifier.

Paramètre	Influence du paramètre	Fréquence des vibrations	A_x	θ_{limite}	μ^*
Angle	+	—↘	↘	NA	↘↗
Charge	+	—	↗	↗	↘
E_{pion}	++	↗	↘	↘	↗
ν_{pion}	-	↘	↗	↗	—
μ_{local}	+	↘↗	↗	↘	μ^*/μ_{local} ↘

Tab. 8 : tableau récapitulatif des tendances des vibrations en fonction des paramètres étudiés

Tab. 8: summary table of the vibration tendencies as a function of the studied parameters

Cependant, il serait peut-être plus efficace de jouer sur la géométrie des premiers corps. En effet, cette étude a prouvé que cette géométrie, ici via l'angle θ , est un facteur très important concernant l'apparition et le maintien des vibrations induites par le frottement. La présence d'un angle relatif entre les surfaces des premiers corps crée un nouveau type de couplage X/Y dans les matériaux, qui permet aux vibrations de s'établir dans un domaine de paramètres matériaux beaucoup plus large qu'en contact plan/plan ($\theta = 0$), ce qui s'illustre notamment par la présence de vibrations importantes à $v = 0$, qui n'apparaîtraient pas en contact plan/plan.

Les vibrations n'apparaissent pas si l'angle est trop faible, et disparaissent si l'angle θ est trop élevé (cf. Fig. 4-b). Une solution pour remédier au phénomène de crissement pourrait donc être de jouer sur l'angle relatif entre les premiers corps (dans un frein à disque : les plaquettes et le disque) pour modifier la valeur de θ de façon à rendre impossible le maintien des vibrations. Un résultat empirique déjà exploité industriellement est de réaliser un chanfrein sur les plaquettes en entrée du contact, ce qui est une façon de modifier θ pour réduire le crissement.

En outre, il a été constaté que les dimensions du pion ont une importance sur sa mise en vibration. Des travaux complémentaires sont en cours pour identifier le rôle et l'influence des couplages X/Y (angle relatif, dimensions des premiers corps) sur le crissement. Ils seront présentés dans une future publication.

Références

- [ADA.95] G.G. ADAMS “*Self-excited oscillations of two elastic half-spaces sliding with a constant coefficient of friction*”, J. applied mechanics, n°60, 1995, pp 867-872.
- [BAI.05a] L. BAILLET et al. “*Finite Element Simulation of Dynamic Instabilities in Frictional Sliding Contact*”, ASME Journal of Tribology, n°127, 2005, pp. 652-657.
- [BAI.05b] L. BAILLET et al. “*Influence of sliding contact local dynamics on macroscopic friction coefficient variation*”, Revue européenne des éléments finis, n°14/2-3, 2005, pp. 305-321
- [CAR.91] N.J. CARPENTER et al. “*Lagrange constraints for transient finite element surface contact*”, Int. J. Numerical Methods Eng. 32 (1991) 103–128.
- [COM.78] M. COMNINOU et al. “*Elastic Interface Waves and Sliding Between Two Solids*”, Journal of Applied Mechanics, n°45, 1977, pp. 325-330
- [VAY.05] C. VAYSSIERE et al. “*Influence of contact geometry and third body on squeal initiation: experimental and numerical studies*”, proceedings of the World Tribology Congress III, 12-16 September 2005, Washington D.C., USA, on CD-ROM (n°I734CD), ISBN : 0-7918-3767-X