

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE  
LABORATOIRE DE MECANIQUE DE LILLE – UMR CNRS 8107  
ECOLE POLYTECHNIQUE UNIVERSITAIRE DE LILLE

Mémoire de  
**THÈSE**

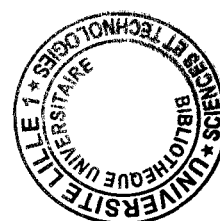
Pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE I**  
Spécialité : **MÉCANIQUE**

Présenté par

**JEAN-FRANÇOIS BRUNEL**

Titre de la thèse



**ÉTUDE VIBRO-ACOUSTIQUE DU CRISSEMENT DES ROUES  
FERROVIAIRES ET DE SON ATTENUATION PAR  
INSERTION D'ÉLÉMENTS MÉTALLIQUES**

*Exemplaire provisoire*

*JURY :*

CHARLEY J.	M.C-H.D.R.	ENSAM de Lille	
DEMILLY F.		Direction R&D, Valdunes, Dunkerque	
DUFRENOY P.	P.U.	Ecole Polytechnique Universitaire de Lille	
GAUTIER P-E.		Direction R&D, SNCF, Paris	
HAMZAOUI N.	P.U.	INSA de Lyon	Rapporteur
NAÏT-ABDELAZIZ M.	P.U.	Ecole Polytechnique Universitaire de Lille	
NGUYEN Q.S.	D.R. CNRS	LMS, Ecole Polytechnique Palaiseau	Rapporteur
THOMPSON D.J.	Pr.	ISVR Southampton	
WEICHERT D.	P.U.	INSA de Rouen	

## Sommaire

<b>Sommaire</b> .....	<b>2</b>
<b>Notations et symboles</b> .....	<b>4</b>
<b>Introduction</b> .....	<b>5</b>
<b>Chapitre 1: PROBLEMATIQUE DU CRISSEMENT EN COURBE ET DE SON ATTENUATION</b> .....	<b>7</b>
1.1. Le crissement des roues lors d'un passage en courbe .....	7
1.2. Atténuation du bruit de crissement .....	10
1.3. Bilan .....	14
<b>Chapitre 2: LE FROTTEMENT SEC ET SES INSTABILITES</b> .....	<b>16</b>
2.1. Le problème du frottement sec .....	16
2.1.1. Un problème de pression de contact .....	17
2.1.2. Un problème de mécanique de surface .....	17
2.1.3. Un problème tribologique (multi-physique) .....	22
2.1.4. Un problème multi-échelle (du contact à la structure) .....	25
2.1.4.1. Aspects thermiques et thermomécaniques .....	25
2.1.4.2. Aspects vibratoires et acoustiques .....	29
2.1.5. Bilan .....	29
2.2. Le crissement vu comme une instabilité du contact frottant .....	30
2.2.1. Observations (physique du problème) .....	30
2.2.2. Modèles développés .....	33
2.2.3. Bilan .....	37
2.3. Propositions de stratégie pour le crissement en courbe .....	38
<b>Chapitre 3: CRISSEMENT EN COURBE DE LA ROUE MF 77</b> .....	<b>39</b>
3.1. Etude de la roue MF77 .....	39
3.1.1. Analyse modale expérimentale .....	39
3.1.2. Analyse modale de la roue par éléments finis .....	40
3.1.3. Comparaison des bases modales expérimentale et numérique .....	42
3.1.4. Bilan .....	44
3.2. Modèle d'excitation simplifiée : harmonique linéaire .....	44
3.2.1. Principe de modélisation .....	45
3.2.2. Réponse vibratoire de la roue .....	47
3.2.3. Rayonnement acoustique de la roue .....	47
3.2.4. Bilan .....	48
3.3. Prise en compte des conditions de contact .....	49
3.3.1. Paramètres influents issus des mesures expérimentales .....	50
3.3.1.1. Occurrence du crissement et glissement latéral .....	50
3.3.1.2. Occurrence du crissement et loi de frottement .....	51
3.3.1.3. Occurrence du crissement et glissement longitudinal .....	51

3.3.2.	Modélisations proposées pour le crissement en courbe.....	51
3.3.2.1.	Modélisation de la relation entre l'effort de glissement et le glissement.....	52
3.3.2.2.	Approche fréquentielle.....	53
3.3.2.3.	Approche temporelle.....	55
3.3.3.	Bilan .....	55
3.4.	Modèle d'excitation : approche transitoire non linéaire.....	55
3.4.1.	Modèle d'excitation.....	55
3.4.2.	Modèle de calcul.....	56
3.4.3.	Résultats.....	57
3.4.4.	Bilan .....	59
3.5.	Crissement en courbe : une instabilité du glissement stationnaire ? .....	59
3.5.1.	Modèle numérique .....	59
3.5.2.	Résultats.....	60
3.5.3.	Bilan .....	64
<b>Chapitre 4: ORIGINE DE L'ATTÉNUATION PAR JONCS MÉTALLIQUES .....</b>		<b>65</b>
4.1.	Présentation des moyens spécifiques développés pour l'étude de la roue avec joncs....	65
4.1.1.	Présentation des modèles Eléments Finis .....	66
4.1.2.	Présentation des moyens expérimentaux.....	68
4.2.	Caractérisation de l'influence de la précharge .....	69
4.2.1.	Influence de la précharge .....	69
4.2.2.	Etude expérimentale en bruit blanc .....	70
4.2.3.	Discussions des résultats numériques et expérimentaux.....	71
4.2.4.	Bilan .....	73
4.3.	Mesure de la gamme de précharge .....	73
4.3.1.	Relevés expérimentaux de la gamme de précharge et sollicitations dans le jonc.....	73
4.3.2.	Simulation numérique de la mise en précharge. ....	74
4.3.3.	Bilan .....	75
4.4.	Influence de la précharge sur les accélérations de la roue et du jonc.....	75
4.4.1.	Observations expérimentales .....	75
4.4.1.1.	Modification des fréquences propres en fonction de la précharge.....	76
4.4.1.2.	Atténuation des accélérations de la roue et du jonc.....	77
4.4.1.3.	Bilan des observations expérimentales .....	78
4.4.2.	Interprétation des modifications des fréquences propres.....	78
4.4.2.1.	Etude sur un modèle discret.....	79
4.4.2.2.	Application sur la roue équipée du jonc extérieur.....	80
4.4.3.	Analyse transitoire tridimensionnelle .....	83
4.4.3.1.	Discussion de l'influence du frottement et de l'impact sur l'atténuation .....	83
4.4.3.2.	Analyse de la réponse vibratoire pour une précharge faible.....	84
4.4.4.	Bilan .....	85
<b>Conclusions et perspectives.....</b>		<b>86</b>
<b>Bibliographie.....</b>		<b>89</b>

## Notations et symboles

### Indices :

$s$	statique
$d$	dynamique

### Notations latines :

$a$	demi-grand axe de l'ellipse de contact (m)
$b$	demi-petit axe de l'ellipse de contact (m)
$c$	célérité du son dans l'air (m/s)
$C_r$	amortissement de la roue (N.s/m)
$E$	module d'Young (N/m <sup>2</sup> )
$L_w$	niveau de puissance acoustique (dB)
$K_n$	raideur normale de contact (N/m)
$K_r$	raideur de la roue (N/m)
$M_j$	masse du jonc (kg)
$M_r$	masse de la roue (kg)
$p$	pression acoustique (Pa)
$P$	charge appliquée (N)
$R$	rayon de courbure (m)
$V_c$	vitesse d'entraînement de la masse (m/s)
$V_x$	vitesse longitudinale du train (m/s)
$\delta V_y$	vitesse latérale de glissement du train (m/s)
$W$	distance entre les essieux d'un bogie (m)
$\bar{W}$	puissance acoustique (W)
$x_{y,W}$	position latérale du point de contact (m)

### Notations grecques :

$\alpha$	angle d'attaque ou de déviation (rd)
$\mu$	coefficient de frottement
$\nu$	coefficient de Poisson
$\rho$	masse volumique de la roue (kg/m <sup>3</sup> )
$\rho_0$	masse volumique de l'air (kg/m <sup>3</sup> )
$\Sigma_0$	aire nominale de contact (m)
$\Sigma_{eff}$	aire réelle de contact (m)
$\xi$	amortissement de la roue (%)
$\xi_x$	glissement longitudinal
$\xi_y$	glissement latéral
$\xi_{\varphi}$	glissement issu de la rotation

## Introduction

Les problèmes de confort acoustique et de protection sonore de l'environnement et des usagers sont de plus en plus sensibles dans l'exploitation des matériels ferroviaires. Le contact roue-rail conduit essentiellement à deux types de bruit : le bruit de roulement et le bruit de crissement.

Les réglementations toujours plus strictes conduisent les constructeurs de matériel roulant à garantir une émission acoustique la plus faible possible dès la phase de conception. Cependant, le problème du bruit demeure un problème scientifique complexe en raison des nombreuses interactions physiques mises en jeu (mécanique, acoustique, tribologique, etc.), de la difficulté à définir la source d'excitation et de la complexité à caractériser la réponse acoustique des différents éléments vibrants qui dépend fortement de l'environnement.

Ainsi, une étude spécifique au bruit de roulement a permis la compréhension des mécanismes générateurs et a conduit au développement d'outils numériques tels que TWINS, développé par TNO aux Pays-Bas et par l'ISVR, Institut de recherche de Southampton. Basé sur les travaux de Remington, il permet la détermination de la puissance acoustique globale émise par le couple roue-rail. L'approche considère que le mécanisme générateur de l'excitation à l'origine du bruit de roulement est lié aux rugosités de la roue et du rail et analyse tous les transferts jusqu'au bruit ambiant. Elle est conduite par transformées de Fourier et distingue différentes étapes : la prise en compte des spectres de rugosité de la roue et du rail, le filtrage par l'aire de contact, les réponses vibratoires de la roue et du rail et le rayonnement moyen calculé à partir de relations empiriques.

En ce qui concerne le bruit de crissement, il est, à l'heure actuelle un problème crucial que ce soit le crissement en courbe des métros et tramways ou le crissement des freins à disques. De nombreuses études ont été entreprises afin de comprendre le ou les mécanismes d'apparition du crissement. Il résulterait de l'excitation de certains modes propres d'un composant du système. Deux difficultés demeurent néanmoins : la détermination des conditions d'occurrence du crissement et la raison de l'excitation de certains modes au détriment d'autres.

Dans le but de réduire les émissions acoustiques, les fournisseurs de matériels ferroviaires équipent leurs systèmes de différents moyens d'atténuation. Il leur est alors nécessaire de justifier de leur efficacité. Une solution, qui offre un surcoût faible, est d'augmenter l'amortissement en insérant dans le bandage de la roue des éléments métalliques. Cette solution permet une réduction du bruit de crissement pouvant atteindre 10 dB. Cependant les origines précises de cette atténuation sont mal connues, limitant ainsi l'optimisation du système. C'est dans cet objectif que s'inscrit cette étude.

La motivation de cette étude réside donc dans le développement d'approches numériques visant, d'une part à prédire les modes crissants, et d'autre part à quantifier leur atténuation sonore par insertion de joncs métalliques. Dans les deux cas, l'accent est mis sur l'identification des interactions des phénomènes physiques prépondérants mis en jeu. Les développements devront permettre à terme d'optimiser, pour une géométrie de roue face à des conditions d'exploitation données, le système d'atténuation par joncs métalliques.

Le plan de ce rapport se décompose en quatre chapitres :

- **le chapitre 1** présente la problématique du crissement ainsi que des différentes solutions de son atténuation. L'accent est mis sur le système par joncs métalliques. Les principaux verrous scientifiques sont ensuite présentés. Notons que ces verrous dépassent largement l'application du crissement en courbe,
- **le chapitre 2** présente une étude bibliographique élargie du problème du frottement sec en l'orientant vers ses instabilités. L'accent est mis sur les observations physiques des phénomènes et sur les différentes modélisations proposées dans la littérature. On illustrera

les problèmes à partir d'exemples concrets, notamment celui du freinage, de par sa riche bibliographie. Le crissement sera alors vu comme une instabilité du contact roue-rail et des propositions de stratégies pour le crissement en courbe sont ensuite présentées,

- **le chapitre 3** traite de la mise en œuvre numérique des approches proposées pour la description du crissement. L'objectif est de mettre en évidence les modes crissants mais aussi de rechercher l'origine précise du crissement. Le travail préalable est d'identifier la base modale de la roue, à l'aide de différents modèles et d'une confrontation expérimentale. Trois approches sont ensuite étudiées pour le crissement :
  - la première repose sur un modèle harmonique linéaire avec post-traitement acoustique via différentes méthodes de calcul, ceci jusqu'à la propagation des ondes sonores,
  - la seconde prend en compte la loi de frottement, au travers d'une relation non linéaire entre la force de frottement et la vitesse de glissement, ceci dans le but d'une meilleure identification des modes crissants. Une stratégie de calcul est proposée afin de réduire les temps de simulation, par une approche transitoire avec décomposition axi-harmonique,
  - la troisième approche vise à décrire plus précisément les phénomènes dans l'aire de contact, dans le but d'améliorer encore la prédiction des modes crissants et de comprendre les raisons de l'excitation de ces modes. L'origine du crissement est vu ici comme une instabilité du glissement stationnaire,
- **le chapitre 4** traite de l'origine de l'atténuation par joncs métalliques. Les explications proposées dans la bibliographie sont tout d'abord présentées. Cependant nous n'avons pas voulu restreindre l'étude et aucune voie n'est a priori privilégiée. Différents modèles numériques sont présentés visant à décrire les phénomènes mis en jeu. Ils sont couplés à des investigations expérimentales approfondies en chambre réverbérante.

A l'issue de ces développements, une conclusion générale est présentée ainsi que les différentes perspectives à ces travaux.

## Chapitre 1:

# PROBLEMATIQUE DU CRISSEMENT EN COURBE ET DE SON ATTENUATION

Dans ce chapitre, nous abordons la description de la problématique du crissement en courbe et de son atténuation. La discussion s'oriente vers la description de l'origine ainsi que des conditions d'occurrence du crissement et vers la présentation d'une solution d'atténuation par joncs métalliques. Les verrous scientifiques de l'étude sont mis en évidence : le premier est l'identification des modes crissants et le second est l'origine de l'atténuation obtenue par l'ajout de joncs métalliques dans le bandage de la roue.

### 1.1. LE CRISSEMENT DES ROUES LORS D'UN PASSAGE EN COURBE

Même s'il n'existe pas de définition précise du crissement, il peut être décrit par un *spectre de raies* avec des *niveaux de pression acoustique élevés* lors du *passage de courbes serrées* [Vincent\_2004<sup>a</sup>]. Cette définition reste cependant très vague. Elle dépend, de plus, des auteurs et des domaines d'application. Précisons quelques notions associées à cette problématique:

*Roue ferroviaire* : elle est constituée (fig.1):

- d'un voile appelé aussi toile,
- du bandage appelé aussi jante,
- d'un boudin situé du côté intérieur de la voie.

Le profil de la roue est composé de l'extérieur vers l'intérieur de la voie :

- du chanfrein,
- de la contre-pente,
- de la table de roulement contenant l'axe de roulement défini à 70 mm du profil extérieur de la roue, sa pente représente la conicité de la roue,
- du rayon de raccordement,
- du flanc intérieur du boudin.

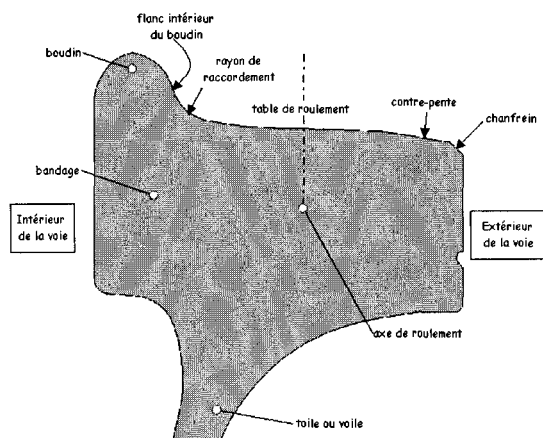


Fig.1. Termes associés à une roue ferroviaire

*Spectre de raie* : la quasi-totalité de l'énergie du bruit de crissement est dissipée par l'excitation d'un ou plusieurs modes dans la gamme de fréquence de 400 à 10 kHz voire 20 kHz (limite audible par l'oreille humaine). La fig.2a présente l'évolution du spectre de pression acoustique lors d'un passage en courbe du Métro Fer 77 (MF77) [Vincent\_2004<sup>a</sup>]. On note la présence de raies pour les fréquences voisines de 400, 1200, 2000, 4000 et 6000 Hz. Ces fréquences peuvent être excitées ou non, durant le passage en courbe, en fonction des conditions de contact entre la roue et le rail.

*Niveaux de pression acoustique élevés*: les niveaux de bruit relevés près de la roue dans le cas d'un crissement en courbe peuvent être supérieurs à 130 dB. Ils sont encore de l'ordre de 100 à 110 dB à 2 mètres du centre de la voie (fig.2a; l'information acoustique est relevée à moins de 10 cm du

bandage de la roue). Globalement, les niveaux obtenus lors du crissement, dépassent de 15 à 20 dB ceux du bruit de roulement [Thompson\_2000].

*Occurrence lors de passages de courbes serrées* : l'occurrence caractérise par l'apparition du phénomène. Normalement, le crissement n'intervient pas pour les courbes de rayons  $R$  supérieurs à 500 m. Le risque d'occurrence augmente si le rayon est inférieur à 300 m. Plusieurs auteurs ont introduit le rapport  $R/W$  ( $W$  étant la distance entre les essieux d'un bogie) comme un indicateur d'occurrence du crissement [Remington\_1985]. Un rapport inférieur à 100 indique une forte probabilité d'occurrence. Cette règle permet de déterminer le rayon limite de courbure. Pour l'application du métro MF77, la distance entre les deux essieux étant d'environ de 2 m, le rayon limite est de 200 m.

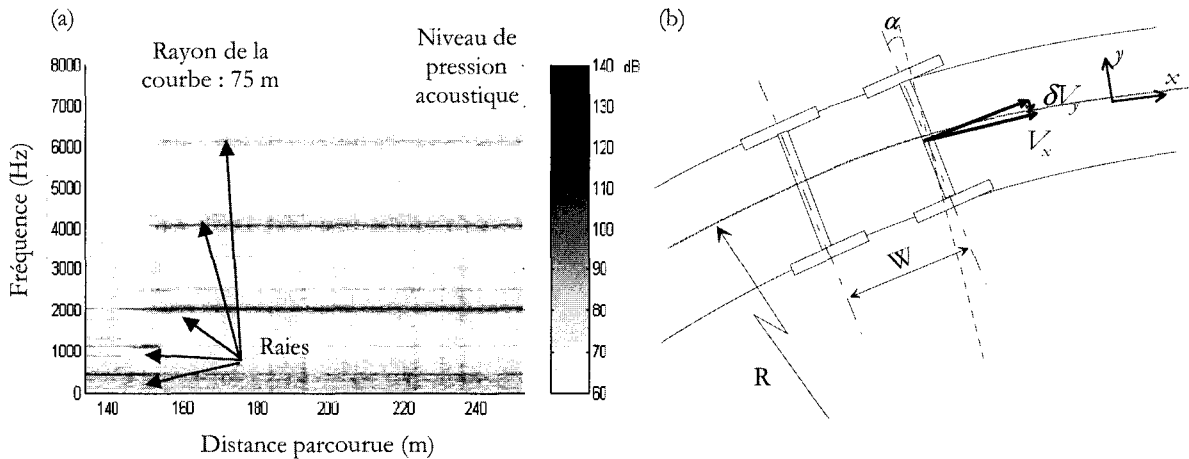


Fig.2. Spectre acoustique métro MF77 [Vincent\_2004<sup>a</sup>] et comportement en courbe d'un bogie

Par ailleurs, le crissement est un phénomène irrégulier, fortement influencé même par de faibles variations des conditions de fonctionnement et/ou météorologiques. Même si les conditions d'occurrence sont connues, au moins par retour d'expérience, plusieurs phénomènes physiques sont mis en jeu : l'excitation au point de contact roue-rail, la réponse dynamique de la roue et du rail et le rayonnement acoustique de la roue.

*Excitation* : un glissement latéral de la roue sur le rail est généralement considéré comme la principale cause d'occurrence du crissement en courbe, même si d'autres phénomènes ont été avancés, notamment le glissement longitudinal et les chocs des flancs de la roue sur le rail [Rudd\_1976]. En effet, la plupart des bogies sont conçus sur des axes parallèles non dirigeables. Ceci impose que, lors d'un passage en courbe, tous les essieux ne peuvent être tangents à la voie. Une vitesse de glissement latérale  $\delta V_y$ , apparaît en plus de la vitesse longitudinale  $V_x$ , résultante de la mauvaise inscription en courbe du bogie (fig.2b). Ceci entraîne un glissement latéral sur les roues de l'essieu de tête alors qu'un glissement longitudinal apparaît sur les roues de l'essieu arrière du fait des rayons de roulement différents. Dans le cas quasi-statique, le glissement latéral pour une roue peut être approximé à l'angle d'attaque  $\alpha$  défini comme l'angle entre la roue et la direction tangente à la voie. Pour de faibles angles :

$$\delta V_y = \tan \alpha V_x \cong \alpha V_x \quad (1.1)$$

Plusieurs auteurs s'accordent à dire que l'occurrence du crissement est liée à la loi de frottement entre la roue et le rail dans la direction latérale (rapport entre la force de contact et la vitesse de glissement), avec une décroissance du coefficient de frottement pour les hautes vitesses [Remington\_1985, Périard\_1995].

D'autre part, l'incidence sur le crissement du glissement longitudinal, relatif au différentiel de distance entre les rails intérieur et extérieur, est considérée comme secondaire. De même, les chocs entre la roue extérieure de l'essieu de tête et le rail ne sont généralement pas considérés comme un



mécanisme d'excitation. Cependant, des études expérimentales supplémentaires devront être menées pour confirmer ces points.

*Réponse vibratoire de la roue et du rail* : il est généralement admis, et les observations expérimentales le prouvent, que la contribution de la roue en terme de réponse vibratoire dynamique et de rayonnement acoustique est supérieure à celle du rail. Contrairement à ce dernier, la roue présente une forte densité modale dans la direction latérale ; de plus ces modes sont faiblement amortis. Les raies de spectre acoustique sont apparentées aux fréquences propres de la roue [Ernoul\_1994].

*Rayonnement acoustique de la roue* : des essais en ligne ont permis de mettre en évidence des domaines fréquentiels distincts sur le spectre acoustique (fig.3) par la mise en place de moyens de mesure embarqués (antenne acoustique plane) [Wetta\_1985]. La technique de mesure utilisée est basée sur un traitement énergétique des « paquets » d'ondes [Beguet\_1985]. Il en ressort les conclusions suivantes :

En basse fréquence (250 Hz), le bruit émis est lié au passage de la roue sur les soudures liant les rails entre eux. L'émission sonore est issue de l'excitation d'un mode de la roue.

En moyenne fréquence (500 et 1000 Hz), les sources du bruit sont localisées près du contact roue-rail.

En haute fréquence (2000 Hz), le bruit émis est lié à des modes de roue (spectre de raies).

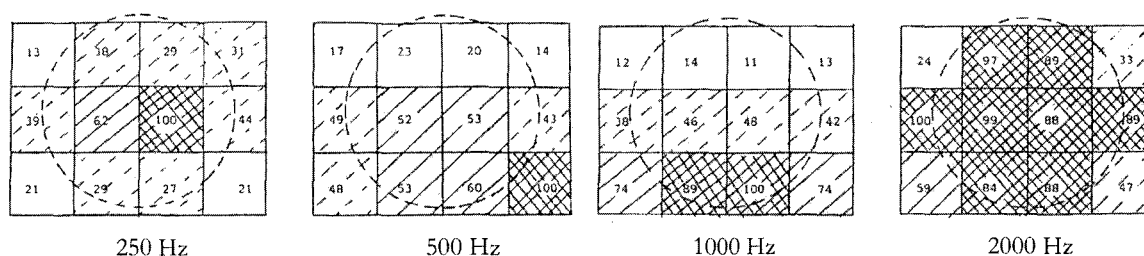


Fig.3. Cartographie acoustique des roues en fonction des fréquences (vitesse du train : 60 km/h)[Wetta\_1995]

L'émission acoustique est le résultat d'un gradient de pression acoustique issu de la variation des vitesses normales à la surface de la roue. La pression acoustique  $p$  dépend alors de plusieurs paramètres tels que l'angle d'attaque  $\alpha$ , la vitesse du train  $V_x$ , l'évolution du coefficient de frottement latéral  $\mu(\delta V_y)$  et l'amortissement de la roue  $\xi$  :

$$p = f(\alpha, V_x, \mu(\delta V_y), \xi) \quad (1.2)$$

L'influence de la vitesse sur le niveau de pression acoustique peut facilement être évaluée lors d'essais en ligne. A faible vitesse (60 km/h), l'émission sonore prépondérante est liée au contact roue-rail. Des comparaisons entre les vitesses de 60 km/h et 100 km/h ont montré que le niveau sonore augmente plus vite à haute fréquence (niveau proportionnel au carré de la vitesse) qu'à basse et moyenne fréquence (niveau proportionnel à la vitesse).

Une approximation de la pression acoustique est généralement faite et utilisée pour déterminer le niveau moyen de bruit [Findberg\_1990] :

$$p = \rho_0 c \alpha V_x \quad (1.3)$$

$\rho_0$  étant la masse volumique de l'air,  $c$  la célérité du son dans l'air et  $\rho_0 c$  représente alors l'impédance acoustique.

La formule (1.2) permet de mettre en évidence les paramètres influents sur le crissement qui peuvent être différenciés en trois classes :

*Les paramètres cinématiques locaux* : trois paramètres sont généralement identifiés : la vitesse de roulement  $V_x$ , l'angle d'attaque  $\alpha$  et la position latérale du point de contact sur la roue  $x_{yW}$ . Les deux derniers points sont directement dépendants de l'inscription en courbe du bogie. L'angle d'attaque est considéré comme un paramètre influent sur le crissement. Dans la littérature, une valeur limite de  $7.10^{-3}$  rad est donnée au-delà de laquelle l'occurrence est plus importante. Notons que cette valeur est compatible avec le rapport  $R/W$ . La position latérale du point de contact peut aussi influencer sur l'occurrence du crissement, notamment pour les hautes valeurs de glissement (cas correspondant au contact des flancs de la roue sur le rail). Dans la plupart des cas, cette situation particulière de contact agit comme un effet positif limitant le crissement [Vincent\_2004<sup>b</sup>].

*La loi de frottement* : plusieurs solutions anti-crissement sont basées sur une modification de la loi de frottement (ajout de lubrifiant, traitement de la surface du rail, etc.). Des essais de lubrifiant ont été réalisés sur les roues du matériel ferroviaire roulant MF77 pour réduire le crissement [Connan\_1993]. La propriété du lubrifiant solide (baton frotteur) utilisé lors de cet essai est de ne pas dégrader l'adhérence et de transformer le contact sec en un contact pseudo-visqueux. Cependant ce type de lubrification n'a apporté aucune atténuation notable dans les courbes de faible rayon. L'impact de l'eau par arrosage de la tête du rail a un effet significatif sur l'occurrence du crissement. Des atténuations moyennes de 15 dB peuvent être obtenues avec ce type de solution, cependant une telle installation ne peut être implantée que dans des zones ponctuelles du réseau et nécessite un surcoût de maintenance, ce qui exclut son utilisation systématique. D'une façon générale, ces solutions ne sont généralement pas suffisantes pour supprimer complètement le crissement. D'autant plus qu'une modification du coefficient de frottement peut entraîner une baisse d'efficacité des différents systèmes de freinage utilisant le contact roue-rail.

*Les paramètres modaux de la roue* : de par sa géométrie, une roue ferroviaire possède un grand nombre de modes faiblement amortis. L'augmentation de l'amortissement des modes axiaux de la roue a un effet notable sur l'atténuation du bruit de crissement. Cependant, aucun seuil d'amortissement minimal ne peut être déduit de la littérature.

## 1.2. ATTENUATION DU BRUIT DE CRISSEMENT

Aux vues des constatations présentées ci-dessus, une des solutions les plus viables pour réduire le bruit de crissement est une modification géométrique ou structurelle de la roue afin d'atténuer les amplitudes de vibrations ou de modifier la propagation des ondes acoustiques. Plusieurs solutions ont donc été proposées, en ce sens, par les fournisseurs d'équipements ferroviaires :

*Roues polyblocs* : (fig.4a) le principe est basé sur le fait de réaliser une roue en deux parties, centre et bandage, le joint entre les deux pièces jouant le rôle de filtre pour atténuer les vibrations. Cependant cette solution n'a un intérêt que si les vibrations de la roue sont localisées sur le voile et non pas sur le bandage. De plus, dans la mesure où l'assemblage est correctement réalisé, la transmission des ondes est pratiquement assurée sans pertes.

*Principe viscoélastique* : (fig.4b) une autre piste consiste à augmenter l'amortissement de la toile en y collant un matériau viscoélastique en sandwich, pour limiter son rôle d'amplificateur. En agissant ainsi, on ne supprime pas l'onde sonore à sa naissance mais on l'empêche de se propager. Pour lui conférer un maximum d'efficacité, il est comprimé entre un anneau métallique et l'angle interne de la jante. La matière viscoélastique joue ainsi son rôle absorbant d'énergie vibratoire [Jakobsen\_1986]. Cette solution a été reprise et optimisée par la société ENAC, qui commercialise le dispositif DAAVAC constitué d'un « sandwich » métal-viscoélastique-métal.

*Absorbeurs dynamiques* : (fig.4c) ils font partis des solutions permettant d'ajouter un amortissement au système mécanique qu'est la roue. Ils peuvent se révéler efficaces pour réduire les vibrations génératrices de bruit, dans la mesure où l'amortissement qu'ils apportent est supérieur à celui du contact roue-rail. Ils doivent être calés sur les fréquences associées aux modes vibratoires les plus générateurs de bruit. Ils sont utilisés sur les roues classiques UIC de diamètre 920 mm pour le trafic fret. Le batteur dynamique est un système d'amortissement, analogue aux absorbeurs dynamiques. Il a la géométrie d'un flasque évidé, la fixation sur la roue est assurée par huit liaisons élastiques de rigidité équivalente dont le dimensionnement est effectué en fonction de la fréquence propre à atténuer et de la masse du batteur.

*Ecrans sonores* : (fig.4d) l'ajout d'écrans, rapportés sur la toile de la roue, permet d'arrêter les ondes acoustiques émises par la vibration de la toile et de bénéficier de la capacité d'absorption du matériau placé entre la toile et les écrans pour réduire l'énergie rayonnée. Le principe est donc totalement différent car il n'est plus basé sur la réduction des amplitudes de vibrations mais sur une modification de la propagation des ondes acoustiques.

*Système par joncs métalliques* : (fig.4e) la solution par jonc est un système simple de réduction de bruit. Son procédé est ancien puisque le premier brevet date de l'année 1936, mais sa maîtrise est loin d'être optimisée. Le système consiste à placer, dans une gorge usinée dans la roue, un jonc métallique cintré. Le principe est d'augmenter l'amortissement de la structure et de réduire ainsi l'amplitude des vibrations. Il existe des solutions avec un seul jonc (intérieur ou extérieur) ou avec deux joncs (un de chaque côté de la toile comme l'indique la fig.4e), le diamètre des joncs pouvant aller de 12.7mm à 25mm. La principale difficulté de ce système réside cependant dans la maîtrise de la répartition de pression entre le jonc et la gorge.

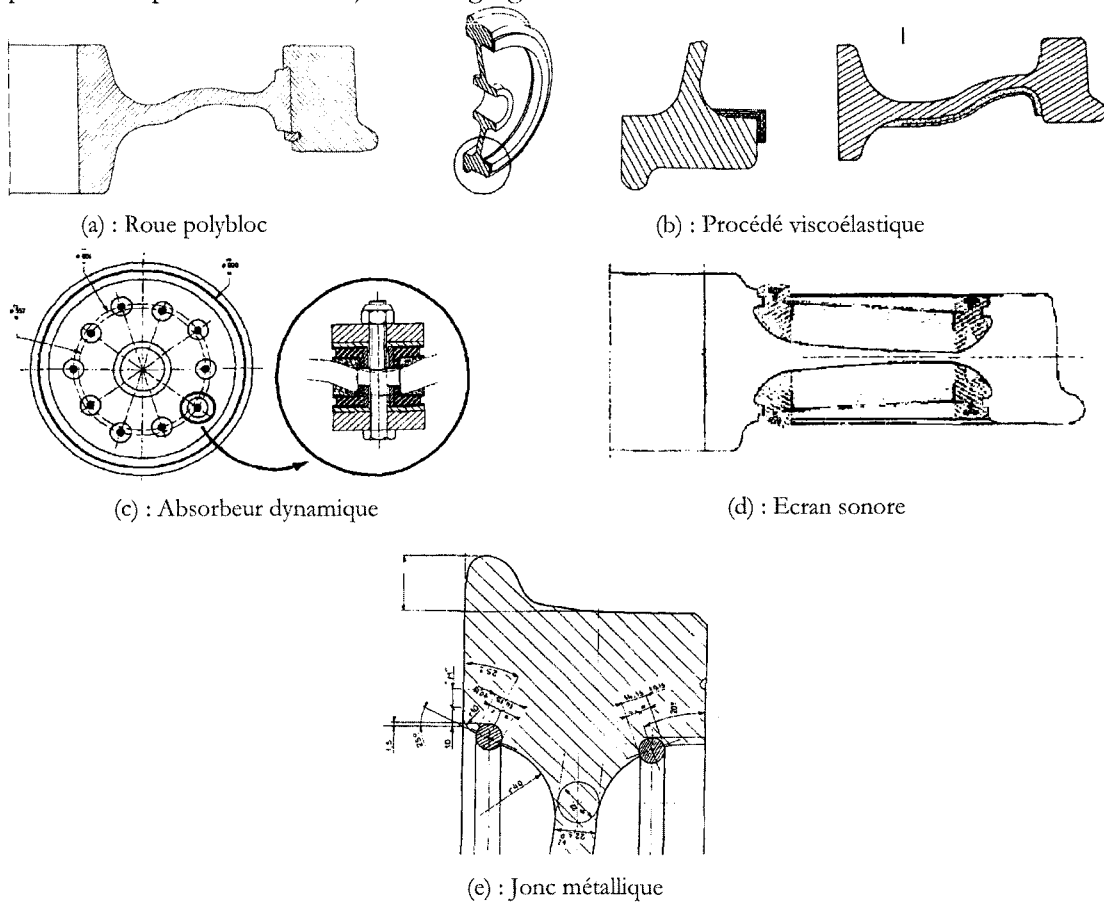


Fig.4. Présentation des différents systèmes d'atténuation du crissement en courbe de roues ferroviaires

Certains de ces systèmes d’atténuations du bruit de crissement, utilisés sur certaines applications ferroviaires, ont été testés dans la chambre réverbérante de la société VALDUNES (fabricant de roues). Un modèle semi-expérimental, couplé à des essais, a permis d’évaluer l’efficacité de ces différents systèmes par rapport à une roue nue sous différentes excitations. Les principaux résultats obtenus sont présentés dans le tab.1. La dernière colonne du tableau indique le surcoût engendré pour chaque solution par rapport au coût normal d’une roue.

Système	Atténuation par rapport à la roue nue (dB)			Surcoût par rapport à une roue nue (%)
	Excitation axiale	Excitation radiale	Excitation combinée	
Batteur dynamique	-9.8	-11.5	-14	+25
Ecran sonore	-7.9	-10.6	-19.1	+36
Jonc métallique ( $\phi$ 12.7 mm)	-5.1	-3.2	-6	+11 à +20

Tab.1. Comparaison en chambre réverbérante des différents systèmes d’atténuation

La solution par joncs, développée par VALDUNES, permet d’obtenir des gains acoustiques non négligeables (de 5 à 10 dB pour une utilisation standard) avec un surcoût de fabrication acceptable pour les exploitants. Ce système a été utilisé avec succès sur les roues du métro de Hong-Kong [Wetta\_1995]. Un train spécial avait été aménagé avec des roues classiques à l’avant du train et des roues équipées du système avec deux joncs à l’arrière. Le jonc utilisé est de diamètre 12.7 mm. La fig.5 présente l’évolution temporelle du bruit de crissement d’un microphone fixe, placé dans une courbe à 3 m de la voie. On distingue sur la partie gauche du graphique, le passage des roues classiques (sans systèmes d’atténuation) et sur la partie droite le passage des roues avec joncs. Un gain moyen de l’ordre de 10 dB a pu dans ce cas être obtenu.

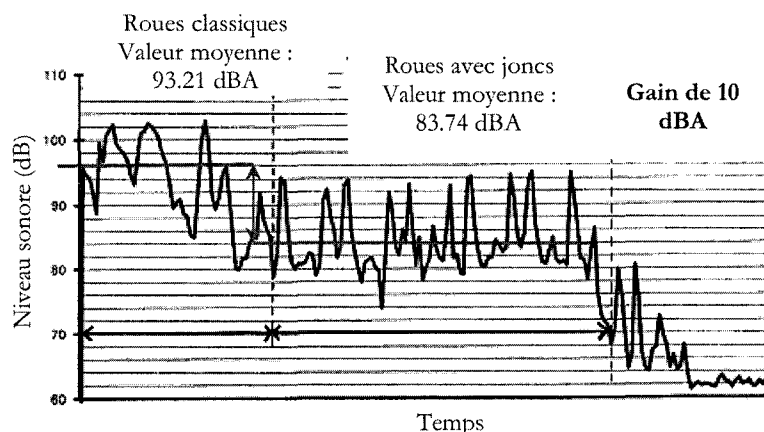


Fig.5. Evolution temporelle du bruit - Métro de Hong-Kong (roues nues et équipées de joncs métalliques)

Cependant, sur certaines applications, ce système par joncs n’a apporté aucune atténuation du niveau du bruit de crissement en courbe. L’un des principaux problèmes de cette solution est dans sa mise en œuvre. Ainsi, pour la même application, l’atténuation peut varier d’une roue à l’autre sans explication apparente.

Afin d’apprécier cette dispersion, nous avons mené une campagne expérimentale sur le site du montage des joncs. Le principe est de tester quelques roues (quatre dans ce cas) équipées de joncs. La procédure consiste à réaliser une caractérisation modale rapide par l’intermédiaire d’un marteau d’excitation et d’un accéléromètre, tous deux placés sur le bandage de la roue (fig.6) [Brunel\_2003<sup>b</sup>].

L'étude est menée dans la gamme de fréquence de 0-8000 Hz avec 8192 échantillons (soit une résolution spectrale de 0.976 Hz). La détermination des fonctions de transferts de chaque roue nous donne les valeurs des différentes fréquences propres ainsi que l'amortissement de chaque mode, ceci pour chaque roue.

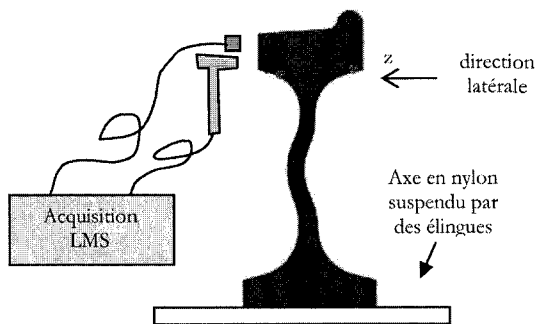


Fig.6. Procédure expérimentale

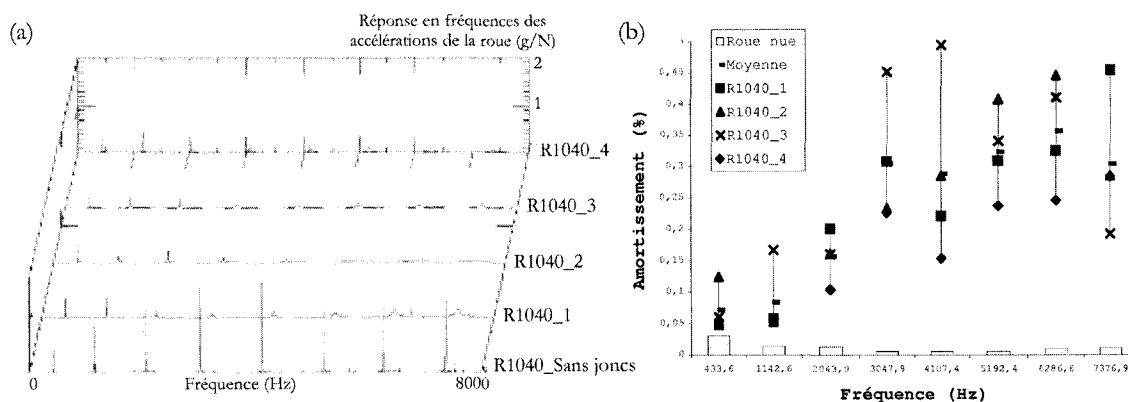


Fig.7. Réponse modale et amortissement de roues avec joncs

La fig.7a présente le cumul des réponses en fréquence des accélérations de la roue nue (référence R1040\_Sans joncs) et des quatre roues équipées de deux joncs (références R1040\_i). Dans la direction latérale (suivant z, défini sur la fig.6), la roue nue possède 8 fréquences propres faiblement amorties (amortissement voisin de 0.01 %, caractérisé par des raies de très faible largeur). Avec la mise en place des joncs dans la roue, les amplitudes sont nettement atténuées, ce phénomène se traduit par une augmentation de l'amortissement : de 0.01 % à 0.25 % en moyenne (fig.7b).

Cependant, les valeurs d'amortissement obtenues montrent une dispersion importante d'une roue à l'autre : du simple au double et même plus pour certains modes. Il semble que le système soit plus efficace pour les hautes fréquences, notamment à partir de 3000 Hz où l'amortissement moyen est de 0.32 %.

Les roues équipées du système étant prises aléatoirement dans un lot, elles sont a priori identiques, seule l'opération de montage des joncs, faite manuellement, peut différer et influencer sur l'efficacité. Il est alors intéressant de revenir sur les conditions de montage et de fixation des joncs. Comme présenté précédemment, le principe consiste à placer un jonc métallique cintré dans une gorge usinée dans la roue. Il est tout d'abord placé ouvert (en force, c'est-à-dire après compression circouférentielle manuelle) puis soudé à ses extrémités (fig.8a).

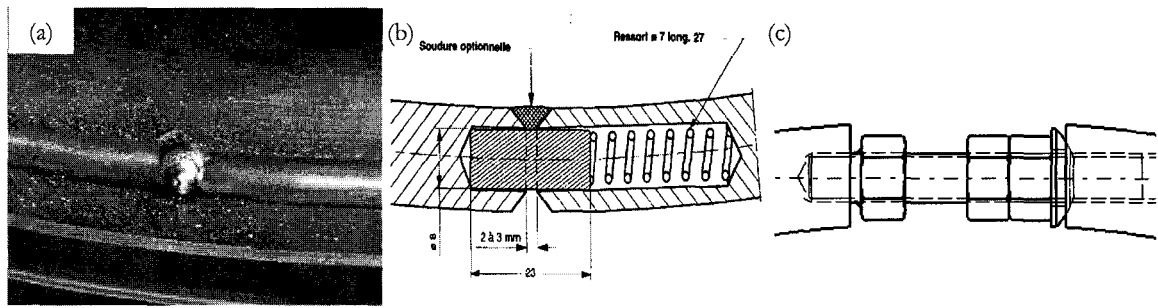


Fig.8. Solution par jonc métallique : différents systèmes de fixations

Lors de la campagne expérimentale, il a été observé que le jonc peut être soudé accidentellement à la roue. Le système perd alors une grande part de son efficacité. Il est nécessaire de soigner la soudure qui n'est présente que sur une demi-circonférence afin d'éviter qu'elle ne se rompe et que le jonc ne quitte la gorge ou encore que le jonc n'adhère à la roue. Les conditions de montage des joncs dans la gorge déterminent ainsi l'efficacité du système. Le second paramètre important réside dans la répartition du contact le long de la circonférence. Afin de maîtriser cet aspect, une autre solution proposée par Silent Freight consiste à utiliser un jonc trapézoïdal avec la particularité d'ajuster la pression de contact entre le flanc de la roue et le jonc permettant ainsi de mieux contrôler l'uniformité du contact. Le réglage se fait par l'intermédiaire de boulons passant au travers du jonc et de la roue [Vinolas\_1998, Lopez\_1999].

D'autres solutions de fixations ont été envisagées comme une fixation par ergot et ressort qui permet d'éviter l'opération de soudage (fig.8b). Dernièrement une solution optimisée avec un jonc de diamètre 25 mm permet d'inclure un système de réglage de précharge par un système vis-écrou (fig.8c). Pour des conditions particulières de précharge, un amortissement de 2 % sur le premier mode propre de la roue (430 Hz) a pu être obtenu avec cette solution [Vincent\_2003]. C'est cette solution qui sera étudiée dans la suite de cette étude.

### 1.3. BILAN

A la suite de la présentation de la problématique de notre étude, quelques questions restent encore ouvertes. Elles concernent l'origine du crissement mais aussi son atténuation par la solution en intégrant des joncs métalliques dans le bandage de la roue. Pour une application donnée, c'est-à-dire pour une géométrie de roue et des conditions de fonctionnement, les questions suivantes demeurent :

- *Est-ce que le crissement va apparaître lors du passage en courbe ?* A priori, on peut postuler que oui si l'on se place dans des applications spécifiques de type métro ou tramway. Pour les courbes de faible rayon le crissement est quasi systématique quelque soient les conditions de fonctionnement et météorologiques. Cet aspect de la définition de la source d'excitation ne sera pris en compte qu'indirectement dans cette étude, au travers du point suivant.
- *Quels sont les modes à atténuer sur cette application ?* La roue présentant une forte densité modale, il s'agit de mettre en évidence les modes excités. Le système par joncs métalliques ne doit ainsi être efficace que sur certains modes, ceux identifiés comme crissants. Cette question est donc primordiale et il est nécessaire de connaître les modes crissants quelque soit la géométrie de la roue (premier verrou de cette étude).
- *Pourquoi le crissement conduit à l'excitation de ces modes ?* Cette question reste encore à l'heure actuelle un verrou scientifique et dépasse largement le domaine du crissement des roues ferroviaires.

Quelque soit le domaine d'application où le crissement est susceptible d'apparaître, plusieurs voies d'explication sont avancées mais aucune n'a encore réussi à conduire à un formalisme complet.

- *Comment atténuer au mieux le crissement par la solution « joncs métalliques » ?* Au vu de la problématique, l'augmentation de l'amortissement par éléments métalliques est une solution possible et efficace pour réduire les vibrations de la roue. Le seul problème est de prévoir tout en garantissant une efficacité maximale du système, point crucial pour l'équipement des roues ferroviaires. Des voies d'optimisation seront envisageables dès lors que l'on connaîtra précisément le ou les mécanismes d'atténuation (second verrou de cette étude).

Nous avons défini le crissement comme une instabilité issue du contact roue-rail, celui-ci étant caractérisé comme roulant dans la direction longitudinale et frottant dans la direction latérale. Afin de mieux appréhender les mécanismes mis en jeu, nous proposons une étude bibliographique du problème du frottement sec et de ses instabilités. Elle sera menée dans le chapitre suivant, en premier lieu au sens large, puis en application plus étroite à notre étude.

## Chapitre 2:

# LE FROTTEMENT SEC ET SES INSTABILITES

Il s'agit, par une étude bibliographique, de préciser les différents aspects liés au frottement sec et à ses instabilités. On s'attachera :

- à mettre en évidence la complexité des phénomènes mis en jeu au cours du frottement, en insistant sur les aspects multi-physique et multi-échelle, notamment au travers d'un exemple concret qu'est celui du freinage ferroviaire (§2.1),
- à préciser les principaux résultats expérimentaux et les différentes modélisations proposées pour l'étude du crissement, vu comme une instabilité du contact frottant (§2.2),
- à proposer, dans un dernier temps, les différentes stratégies proposées pour l'application spécifique du crissement en courbe des roues ferroviaires (§2.3).

D'autres éléments bibliographiques seront apportés dans les chapitres suivant (3 et 4), au fur et à mesure des choix de modélisation proposés.

### 2.1. LE PROBLEME DU FROTTEMENT SEC

Le frottement sec reste un phénomène complexe impliquant différents effets tels que les déformations élastiques et plastiques des matériaux en contact, la rugosité des surfaces, des phénomènes de couches limites, les forces d'adhésion, les ondes élastiques, etc. D'une manière générale, le frottement peut être vu comme une combinaison de processus transformant l'énergie cinétique ordonnée en énergies potentielle et thermique désordonnées (fig.9) [Akai\_2002].

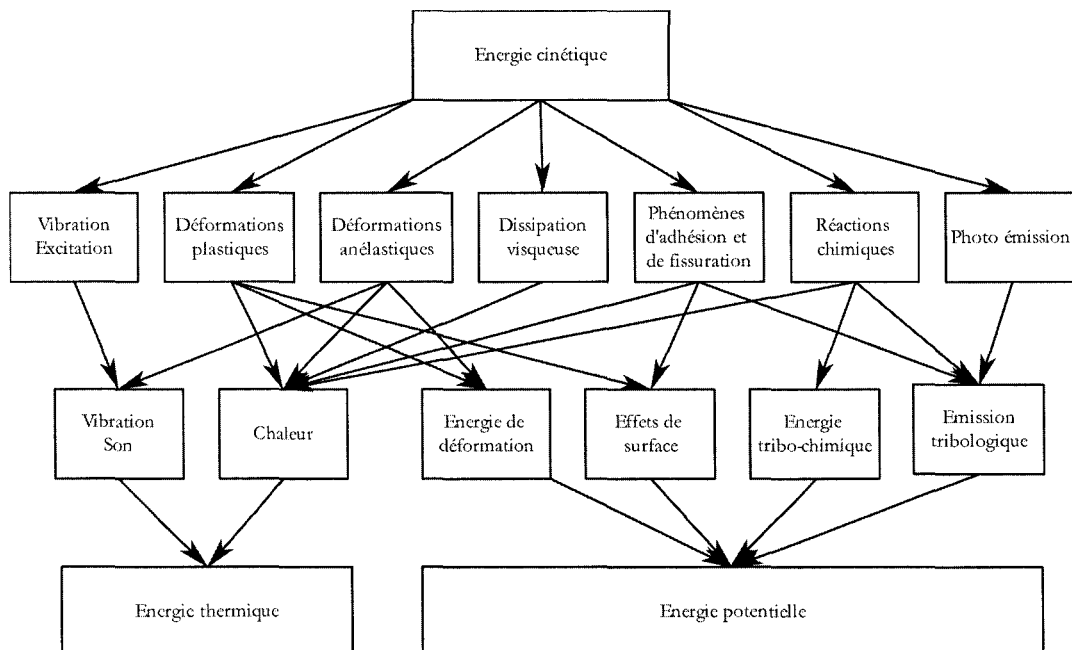


Fig.9. Description du transfert d'énergie pendant le frottement [Akai\_2002]



Ce phénomène peut alors se décomposer en différentes problématiques.

### 2.1.1. Un problème de pression de contact

D'un point de vue théorique, le contact se traduit par des inéquations unilatérales qui décrivent l'impossibilité physique de contraintes normales de traction dans la zone de contact et d'interpénétration des deux structures en contact. Chaque point de la frontière d'une structure est susceptible d'être ou de ne pas être en contact. Par définition, s'il n'y a pas contact, la distance  $g$  entre les deux structures est positive, tandis qu'elle est nulle s'il y a contact. Par dualité, la pression de contact  $p$  est positive s'il y a contact est nulle sinon. Cette description mathématique simple permet de déterminer les points en contact entre deux structures. Cependant, la préoccupation des mécaniciens fut longtemps la connaissance, à l'échelle macroscopique, des surfaces en contact et des contraintes dans les solides.

Dans le cas d'un contact statique entre deux solides élastiques, Hertz en 1882 a, le premier, apporté la solution à la définition de la géométrie de la déformation locale de deux corps ainsi que la répartition des contraintes au sein de ces deux mêmes corps, dans le cas statique. Cette théorie n'est valide que si les dimensions de la surface de contact sont petites devant les rayons de courbure locale des surfaces des structures. Mindlin a complété cette théorie pour tenir compte de la vitesse dans le cas d'un contact glissant [Mindlin\_1949]. Johnson *et al* ont introduit l'effet d'adhérence dans le contact [Johnson\_1985].

Dans le cas du contact glissant, rares sont les problèmes où la solution analytique peut être obtenue, d'où les nombreux développements des méthodes numériques [Kikuchi\_1988]. La plupart des codes éléments finis possèdent des algorithmes de résolutions du contact basés sur des méthodes de pénalisation ou de multiplicateurs de Lagrange. L'une des principales difficultés réside dans le choix d'un maillage approprié compte tenu du fait que les zones de contact sont faibles devant la structure et peuvent évoluer dans le temps.

Dans le cas du contact avec roulement, et plus spécifiquement le contact roue-rail, l'algorithme le plus courant est celui de Kalker [Kalker\_1990]. Basé sur la théorie de Hertz, il permet d'évaluer la taille de l'ellipse de contact ainsi que les efforts associés. Pour une valeur usuelle de charge de 110 kN, les demi-longueur et demi largeur de l'ellipse valent respectivement 8 mm et 6,5 mm. La pression maximale peut alors atteindre 1 GPa pour une roue neuve.

### 2.1.2. Un problème de mécanique de surface

A l'échelle du contact, il existe une différence non négligeable entre l'aire macroscopique visible commune aux deux corps (surface apparente de contact) et la surface réelle de contact. Cette différence peut s'expliquer par la non-planéité des surfaces [Mazo\_1978] et la présence d'aspérités, qui sont fonction de la pression de contact, des matériaux, etc. [Kennedy\_1984].

Selon Courtel, le frottement est dû à la résistance des aspérités en contact, avec deux origines principales [Courtel\_1978] :

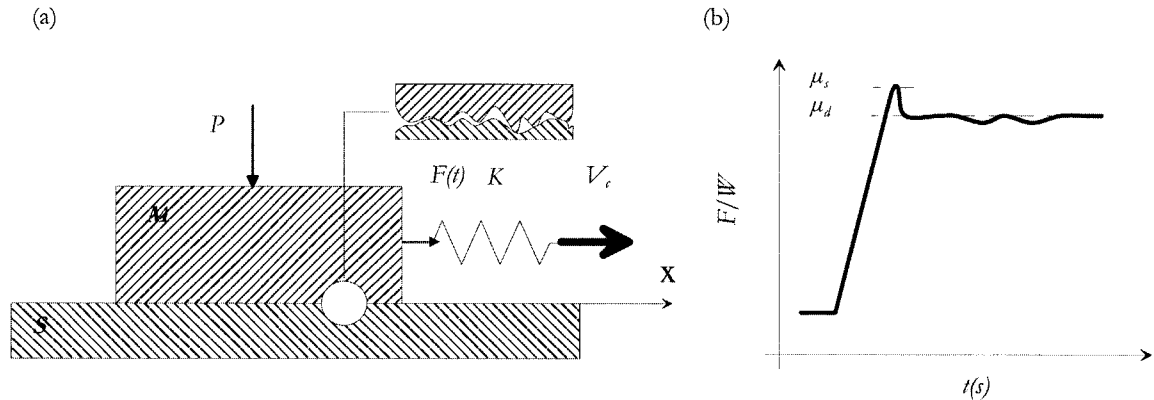
- la présence d'aspérités sur les surfaces de contact, l'effort permettant le glissement relatif des solides étant celui nécessaire aux déformations élastiques ou plastiques voire à la rupture des aspérités, etc.,
- l'adhérence entre les surfaces, prenant son origine dans les forces de Van Der Waals ou dans les forces atomiques selon les charges.

Contrairement à la lubrification hydrodynamique, la mécanique du frottement sec et de l'usure ne dispose pas d'un formalisme complet. Elle s'est longtemps appuyée sur la mécanique des contacts ou sur la théorie des contraintes dans les massifs en contact.

Modèles classiques du frottement sec

**Loi de Coulomb-Amontons**

Au XV<sup>ème</sup> siècle, Léonard de Vinci propose deux lois issues des observations expérimentales du contact glissant, dont l'étude classique consiste à entraîner un bloc soumis à un effort normal  $P$  sur un plan par l'intermédiaire d'un ressort à vitesse constante (fig.10a). D'un point de vue macroscopique, la mesure globale est l'évolution de la force du ressort  $F(t)$  comme une fonction du temps (fig.10b).



**Fig.10. Expérience classique : mesure du coefficient de frottement**

Il propose que la résistance au frottement est proportionnelle à la charge et qu'elle est indépendante de l'aire apparente de contact entre les deux corps. Des vérifications expérimentales par Amontons et Coulomb, respectivement en 1699 et en 1781, ont permis la formalisation des lois de frottement sec. En résumé, si une masse ( $M$ ) est en équilibre (avec une vitesse nulle) sur une surface lisse ( $S$ ), le contact entre la masse et la surface est le résultat de la force  $P$  appliquée sur la masse (qui peut être externe au système ou le poids de la masse). La surface d'interférence entre la masse  $M$  et la surface  $S$  peut être approximée à l'aire nominale du contact  $\Sigma_0$ .

Pour vaincre la résistance au frottement statique de la position d'équilibre, une force minimale  $F$ , parallèle à l'aire nominale de contact, est nécessaire pour déplacer la masse  $M$  à une vitesse constante  $V_c$ . Cette force de résistance au frottement statique est égale au produit de la force normale  $P$  par le coefficient de frottement statique  $\mu_s$ .

Une fois le régime permanent à vitesse constant  $V_c$  atteint, une force minimale pour vaincre la résistance au frottement dynamique est nécessaire, afin de maintenir la vitesse  $V_c$  de la masse  $M$ . La résistance au frottement dynamique est égale à la force normale  $P$  multipliée par un coefficient de frottement dynamique  $\mu_d$ . Une différence entre le frottement statique et dynamique est faite malgré une grande incertitude sur le sens physique des coefficients de frottement.

Le frottement statique et le frottement dynamique sont deux phases distinctes qui par définition ne peuvent coexister. La loi classique d'Amontons postule que :

- $\mu_s$  et  $\mu_d$  sont indépendants de  $P$  et  $\Sigma_0$ ,
- $\mu_s$  et  $\mu_d$  sont dépendants des matériaux en contact,
- $\mu_s$  est toujours supérieur à  $\mu_d$ .

Les deux phases distinctes du frottement sont définies respectivement par une vitesse nulle et par une vitesse de glissement constante. Cependant la transition de la vitesse nulle à la vitesse  $V_c$  exige une accélération de la masse  $M$ . La fig.10b illustre le rapport entre  $\mu_s$  et  $\mu_d$  en fonction du chargement et du glissement de la masse sur la surface.

### Interprétation microscopique de Bowden et Taylor [Bowden\_1950]

La loi de Coulomb est restée empirique jusqu'en 1950 où les notions d'aires effective et apparente sont introduites. Bowden et Taylor ont proposé que la pression localisée sur les aspérités en contact dépasse la limite élastique des matériaux. Par conséquent, des déformations plastiques se produisent au niveau des contacts entre aspérités. La force normale  $P$  est compensée par le produit  $\sigma_{yield} \Sigma_{eff}$  ( $\sigma_{yield}$  : limite élastique) et la force de frottement  $F$  est une fonction de la contrainte de cisaillement localisée sur les points de contact entre aspérités  $F = \tau_{shear} \Sigma_{eff}$ . Le coefficient de frottement est alors donné par :

$$\mu = \frac{\tau_{shear}}{\sigma_{yield}} \quad (2.1)$$

Il ne dépend que des caractéristiques mécaniques des matériaux. Par conséquent, la force de frottement développée dans l'aire effective de contact dépend largement des propriétés mécaniques de la masse  $M$  et de la surface  $S$ . Ces points sont cohérents avec la loi de frottement de Coulomb et les observations expérimentales. Les travaux de Bowden et Taylor ont apporté un apport significatif, ils peuvent être résumés par les points suivants:

- l'aire effective de contact entre deux solides en contact ne dépend pas de l'aire nominale de contact mais essentiellement de la charge normale  $P$ ,
- l'aspect microscopique du frottement sec permet une interprétation du coefficient du frottement comme un processus d'impact et d'adhésion entre aspérités en contact,
- les propriétés élasto-plastiques des matériaux des aspérités en contact sont des éléments cruciaux pour le frottement sec.

Ainsi, pour les applications de frottement acier/acier, l'aire réelle de contact est très inférieure à l'aire nominale de contact.

Greenwood et Williamson ont étendu cette analyse avec l'introduction d'une distribution statistique des profils des surfaces en contact. La surface réelle de contact peut être évaluée en fonction de la pression d'application [Greenwood\_1966] :

$$A = \pi \eta A_a \beta \sigma F_1(b) \quad (2.2)$$

$A_a$  l'aire de contact apparente,

$\eta$  la densité d'aspérités  $\eta = N/A_a$  avec  $N$  le nombre total d'aspérités,

$\beta$  le rayon de courbure des aspérités,

$\sigma$  l'écart type de la hauteur des aspérités,

$$F_1(b) = \int_h^{\infty} (s-h)^n \phi^*(s) ds ,$$

$b$  la séparation standard, elle est égale à  $d/\sigma$ ,  $d$  étant la distance de séparation entre les plans de références des deux solides en contact.

Cependant, ce modèle nécessite plusieurs hypothèses afin de caractériser l'état de surface des structures en contact dont les principales sont :

- les surfaces sont isotropes,
- les aspérités sont de type sphérique,
- le nombre d'aspérités par unité de surface est connu  $D$ ,
- la hauteur des aspérités par rapport au plan moyen suit une loi de distribution gaussienne d'écart-type  $\sigma$ ,
- les aspérités sont mécaniquement indépendantes, la déformation d'une aspérité ne dépend pas de celles des aspérités voisines,
- la hauteur des aspérités est indépendante d'une aspérité à l'autre,

- le comportement mécanique des matériaux est élastique-linéaire caractérisé par un module Young  $E$ , et un coefficient de Poisson  $\nu$ .

*Remarque :* Les paramètres  $R$ ,  $D$  et  $\sigma$  sont généralement déterminés à partir d'un relevé par profilométrie classique.

Ils ont alors mis en évidence que :

- le nombre de points de contact est proportionnel à la charge normale  $P$ ,
- la taille moyenne des aspérités est indépendante de  $P$ ,
- d'où une aire réelle de contact proportionnelle à  $P$ .

Dans le cas du contact glissant, la problématique est plus complexe. Le calcul des données tangentielles repose sur la loi d'Amontons et l'usure sur des lois telles que celles d'Archard. Des artifices numériques sont développés pour rendre compte du rôle des principaux facteurs influents.

La loi de Coulomb nécessite quelques précisions et modifications notamment lorsque la vitesse  $V_c$  devient proche de 0. Les observations expérimentales montrent que le coefficient de frottement statique est dépendant du temps de contact et que le coefficient de frottement dynamique varie avec la vitesse de glissement [Rabinowicz\_1958]. Pour la plupart des matériaux, le coefficient de frottement statique évolue suivant une fonction croissante du temps de contact statique par accroissement de la surface effective de contact selon une loi du type [Bureau\_2001] :

$$\mu_s(\tau) = \mu_s^0 + \beta_s \ln(\tau) \quad (2.3)$$

Avec  $\tau$  le temps de contact et  $\beta_s$  une constante fonction de la température.

En ce qui concerne le coefficient de frottement dynamique, les observations expérimentales montrent un affaiblissement du coefficient de frottement pour les faibles vitesses de glissement et parfois un renforcement du coefficient de frottement lors de l'augmentation progressive de la vitesse. Lorsque la vitesse est proche de 0, la fonction  $\mu(V)$  vérifie la loi de Coulomb  $\mu_s > \mu_d$ .

Cependant, pour ces très faibles vitesses, le glissement stationnaire peut devenir instable et la mesure de  $\mu$  en fonction de  $V$  est alors discontinue, l'évolution temporelle de la masse pouvant être périodique ou chaotique. Dans le cas périodique, on analyse cela généralement comme une suite d'états collés et glissants. La modélisation par une simple loi de Coulomb ne permet pas de rendre compte des résultats expérimentaux, tout au moins sur des modèles simples à pression de contact constante.

### Modèles représentatifs du stick-slip

#### **Phénomène de stick-slip**

Le mouvement de stick-slip peut être observé sur une large gamme de vitesse, il est également fonction de la pression d'application. Il peut avoir pour conséquence l'émission de bruit, un endommagement de surface et une rupture de composants. Le processus de stick-slip est issu des variations de la force de frottement en fonction d'autres paramètres tels que la distance, le temps ou la vitesse [Rabinowicz\_1958]. Un grand nombre de modèles représentatifs du phénomène de stick-slip ont été développés incluant différents effets tels que la taille des aspérités, la vitesse de glissement, le temps de relaxation, l'historique du chargement, etc. Cependant, ces modèles ne sont applicables que dans des conditions particulières, l'utilisation ou l'extrapolation des résultats à d'autres systèmes nécessitent quelques précautions. Les principales théories développées les plus utilisées sont résumées ci-dessous [Renard\_1998].

### Modèle de frottement dépendant de la distance

Ce modèle prend en compte le fait que deux solides macroscopiques, qui adhèrent par les aspérités microscopiques, doivent être déplacés d'une certaine distance (*creep distance*) avant qu'ils ne glissent l'un sur l'autre. Cette considération a été observée expérimentalement dans le cas d'un frottement sec acier sur acier. Ceci permet de rendre compte de l'endommagement des surfaces de contact. La dépendance s'exprime par une fonction décroissante du déplacement [Ionescu\_1996].

### Modèle de frottement dépendant de la vitesse

Les lois de frottement de type Coulomb, avec un coefficient qui dépend de la vitesse de glissement sont d'inspiration ancienne. Rabinowicz en parle déjà dans son article de 1958. Elles sont une généralisation de la loi qui ne considère que deux valeurs pour un coefficient de frottement. D'importants travaux expérimentaux ont été menés afin de mesurer cette dépendance sur différents matériaux. En général, ce sont des expériences faites sur des échantillons en glissement, pour lesquels on mesure la force de frottement en maintenant constante la vitesse de frottement. Les régimes transitoires, où la vitesse de glissement varie, sont extrêmement difficiles à mesurer.

En général, on utilise des coefficients de frottement qui décroissent d'une certaine valeur appelée coefficient de frottement statique, à une autre valeur appelée coefficient de frottement dynamique. Celle-ci est atteinte asymptotiquement pour des grandes vitesses de glissement.

Un exemple typique est une loi avec décroissance exponentielle (éq.2.4), illustrée sur la fig.11 [Bo\_1982] :

$$\mu(|v_g|) = \mu_d + (\mu_s - \mu_d)e^{-\frac{|v_g|}{V_c}} \quad (2.4)$$

Où  $V_c$  est une vitesse critique dépendante du matériau.

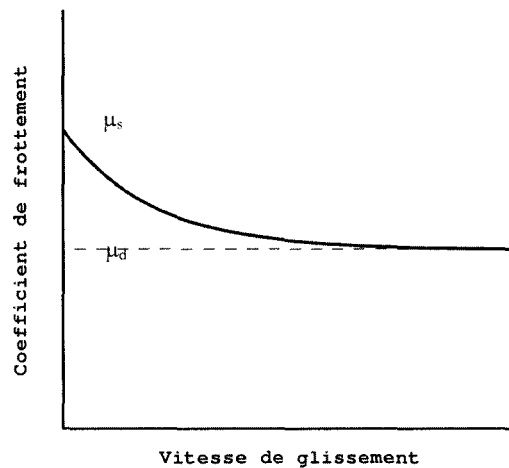


Fig.11. Dépendance en vitesse du coefficient de frottement [Bo\_1982, etc.]

Des relations déterminées expérimentalement peuvent avoir des évolutions plus complexes. Elles dépendent beaucoup de l'état de finition des surfaces et des matériaux en contact [Bowden\_1966].

### Modèle de frottement dépendant de la température

Lors du frottement entre la masse M et la surface S, l'énergie mécanique se transforme essentiellement en énergie thermique [Uetz\_1978]. La température des jonctions est appelée température flash qui est différente de la température de la surface apparente. L'élévation de la vitesse entraîne une augmentation de la température d'interface. Selon Jiang, ce n'est que pour des

vitesse élevées que la température a une influence sur le comportement de la loi de frottement par modification des propriétés mécaniques des matériaux en contact [Jiang\_2001].

### **Modèle de frottement dépendant de la topographie de surface**

Cette modélisation est basée sur les multiples interactions entre les irrégularités de surface qui sont à l'origine de la résistance au frottement. Les paramètres influents sur le phénomène sont la topographie des surfaces en contact (hauteur des aspérités) et les propriétés élastiques et d'inertie des surfaces. Une approche maintenant assez classique est la prise en compte de la rugosité des surfaces en contact dans la loi de frottement. Elle a été proposée par Oden et Martins [Oden\_1985], en prenant en compte l'écrasement de l'interface entre les deux corps en contact frottant : loi à déflexion normale. La composante d'interpénétration  $a$  qui représente l'écrasement nominal de l'interface entre les deux corps supposés rigides, doit cependant conserver une valeur très petite si l'on veut rester cohérent avec la physique du phénomène. L'effort normal s'écrit alors  $W = C_N (a)^{m_N}$  et l'effort tangentiel doit vérifier  $F \leq C_T (a)^{m_T}$ , avec  $C_N, C_T, m_N, m_T$  des paramètres fonction des caractéristiques des matériaux en contact. Un terme de dissipation visqueuse peut être pris en compte dans la formulation.

### **Modèle de frottement par analogie avec la plasticité**

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'analogie entre la théorie de la plasticité et celle du frottement. Le déplacement irréversible s'effectue quand les contraintes atteignent un certain seuil (limite élastique pour la plasticité, cône de frottement pour la loi de Coulomb). Certains auteurs ont tenté de porter plus loin cette analogie en transposant les concepts développés dans la théorie de la plasticité aux lois de frottement. La notion de critère de glissement est introduite, par analogie avec le critère de limite élastique. Pour plus de détail, on pourra se référer aux travaux de Mroz [Mroz\_1994].

À l'échelle macroscopique, les différents paramètres intervenants dans le contact glissant sont pris en compte par l'intermédiaire de la loi de frottement. Cependant, elle est établie sous certaines hypothèses et occulte les phénomènes physiques mis en jeu. La tribologie permet de considérer le frottement comme la source de la perturbation et non plus comme une condition aux limites ni comme un paramètre de calage par rapport aux observations expérimentales.

#### ***2.1.3. Un problème tribologique (multi-physique)***

##### *Introduction du contact à trois corps*

Comme présenté précédemment, des phénomènes d'adhésion entre aspérités des surfaces en contact existent durant les deux phases du frottement. À ces effets de cisaillement des aspérités s'ajoutent des effets d'endommagement des surfaces, d'oxydation, etc. Ces différents effets modifient la résistance au frottement et la topographie des surfaces en contact par des phénomènes d'usure et d'apparition de débris. Différentes analyses de surfaces de disques de frein ferroviaires ont montré la présence de dépôts couvrant la quasi-totalité de la piste de frottement, avec des épaisseurs pouvant aller jusqu'à 40  $\mu\text{m}$  [Dufrénoy\_1995] (fig.12).

Jusque là, les surfaces sont considérées comme deux corps en contact sec. Cet aspect n'est généralement pas suffisant pour expliquer les différents phénomènes observés. Certains auteurs ont introduit la notion de contact à trois corps de par le développement de la tribologie [Godet\_1983, Berthier\_1996]. Ce troisième corps peut être de différentes natures et sa hauteur est dépendante de plusieurs paramètres ainsi que des conditions de fonctionnement.

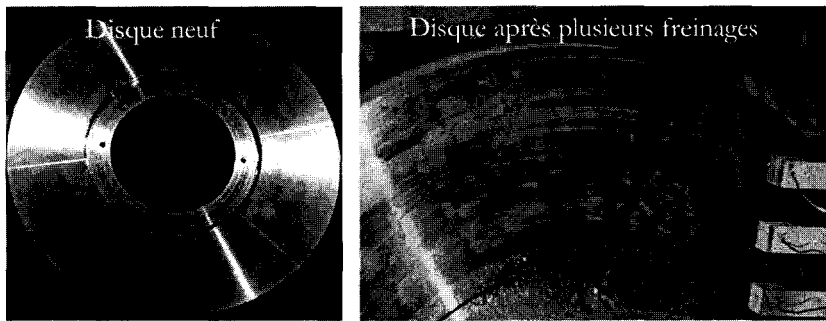


Fig.12. Caractérisation de l'état de surface d'un disque de frein après plusieurs cycles

Cette notion s'articule autour des concepts suivants :

- Le triplet tribologique, qui distingue 3 échelles : le mécanisme, les premiers corps et le(s) 3<sup>ème(s)</sup> corps (fig.13). Le mécanisme gouverne les conditions générales appliquées aux contacts en leur transmettant les efforts tout en leur imposant des conditions cinématiques. Les premiers corps supportent les sollicitations en y répondant par des déformations et transformations aussi bien volumiques que surfaciques, modifiant ainsi le coefficient de frottement. Le troisième corps transmet la force d'un premier corps à l'autre, accommode la différence de vitesse entre ces deux corps et assure leur séparation. Il peut être défini au sens du matériau comme la zone marquant une nette discontinuité de composition vis-à-vis de celle des premiers corps ou au sens cinématique par l'épaisseur à travers laquelle est accommodée la différence de vitesse entre les deux corps. Son étude est pluridisciplinaire et fait appel à la mécanique, à la science des matériaux et à la physico-chimie.

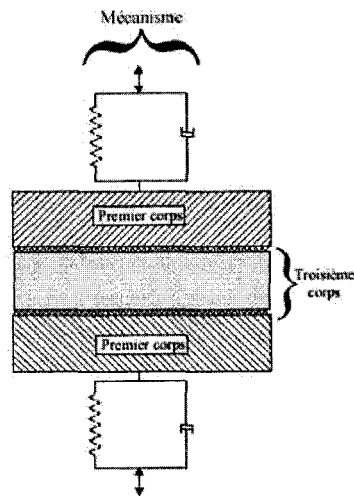


Fig.13. Triplet tribologique

- Le circuit tribologique, qui introduit la notion de débit de 3<sup>ème</sup> corps avec alimentation, recirculation, éjection et usure.
- Les mécanismes d'accommodations de vitesses définissent les sites et les modes d'accommodations. Ceux-ci sont répertoriés selon quatre types de comportements mécaniques : déformation élastique, fissuration ou rupture normale, cisaillement et roulement.

De nombreux travaux d'observations ont souligné la complexité des mécanismes mis en jeu tout en essayant de les formaliser : distinction du 3<sup>ème</sup> corps en lits de poudres et plaques planes, notions d'écoulement de 3<sup>ème</sup> corps avec plaques portantes, etc. [Desplanques\_2001, Niccolini\_2001].

Conséquences thermiques

La difficulté d'instrumentation au sein du contact rend difficile l'interprétation des observations. Le développement de moyens expérimentaux, notamment par thermographie, permet de mettre en évidence et d'expliquer les phénomènes et les mécanismes mis en jeu.

De nombreuses études s'accordent à définir l'existence d'un gradient thermique dans cette couche de troisième corps [Ling\_1964]. Ainsi dans le problème du freinage, des écarts importants de température entre les thermogrammes du disque et les thermocouples noyés dans les garnitures sont observés avec une température plus élevée dans les garnitures (sur la fig.14, la température est uniforme sur chaque plot) [Dufrénoy\_2003].

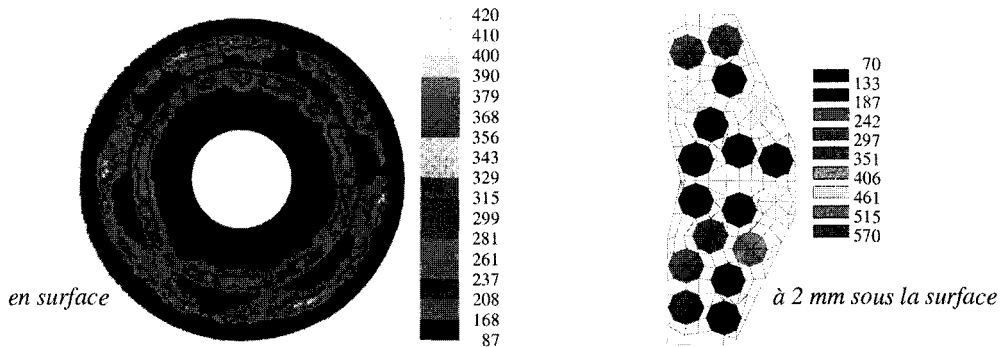


Fig.14. Comparaison des températures de surface de disque (thermogramme) et à 2 mm sous la surface des garnitures [Dufrénoy\_2003]

Les modèles thermiques de contact parfait ou imparfait ne permettent pas de rendre compte du saut de température existant. Majcherczak propose un modèle prenant en compte la présence d'une couche de débris au niveau du contact où l'on a simultanément diffusion et génération de chaleur [Majcherczak\_2003]. La principale difficulté réside dans la détermination des caractéristiques thermiques de ce troisième corps.

Des investigations expérimentales sur un contact sec frottant entre deux cylindres en acier et en saphir ont été menées par le même auteur. Les relevés de température ont été obtenus à l'aide de thermocouples de surface au niveau de la surface d'acier et par caméra infrarouge au travers de l'échantillon de saphir. Ces deux mesures permettent par différence de déterminer le gradient thermique dans l'interface. La formation progressive du troisième corps correspond à l'augmentation croissante de ce gradient. Celui-ci est d'autant plus important lorsque le contact se localise en une ou plusieurs zones.

Les observations au microscope électronique à balayage ont montré un troisième corps peu homogène sur la surface et qui peut être classé selon deux types : poudreux et compact. Le premier est présent dans les creux et les vallées situés entre les plateaux, le second est à l'origine des plateaux ou plaques portantes avec présence de cisaillement et de fragmentation (zones portantes). Des phénomènes de localisation parfois sévères ont pu être mis en évidence par des zones d'échauffement réduites. De plus, elles évoluent dans le temps dénotant une dynamique de contact et peuvent être attribuées soit à la surface de l'acier soit à celle du saphir. D'autres zones n'ont pu être attribuées à l'une ou à l'autre des deux surfaces. Elles peuvent être assimilées à une dynamique de plaques portantes. La morphologie montre que des couches de troisième corps « glissent » les unes par rapport aux autres au cours du déplacement traduisant ainsi les écoulements observés [Majcherczak\_2004].

Le comportement vibratoire du contact est lié au volume, à la répartition et à la rhéologie du troisième corps : c'est l'aspect multi physique du frottement ! La solution du problème du frottement passe par la prise en compte des couplages entre les différents éléments du triplet tribologique.

Du point de vue vibratoire, l'excitation doit être vu également comme potentiellement lié à l'existence du troisième corps, au-delà des surfaces des premiers corps. L'aspect multi physique rend



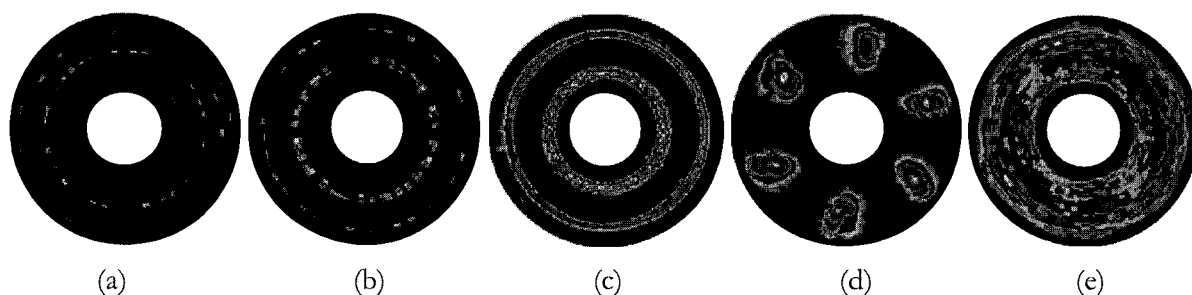
néanmoins cette tâche ardue. Un paramètre global tel que le coefficient de frottement est généralement privilégié, par absence d'un formalisme tribologique. Il faut néanmoins relativiser son interprétation physique.

#### 2.1.4. Un problème multi-échelle (du contact à la structure)

Le crissement est généralement vu comme la réponse vibro-acoustique du mécanisme ou des premiers corps sous excitation locale du contact. Cet aspect multi-échelle du frottement peut être illustré par le problème thermomécanique du freinage. Nous proposons de décrire cette problématique à laquelle j'ai pu participer. L'objectif est de mettre en avant le caractère multi-échelle du frottement et de ses conséquences ainsi que les stratégies développées en vue d'expliquer les phénomènes observés expérimentalement.

##### 2.1.4.1. Aspects thermiques et thermomécaniques

Les dilatations thermiques influent sur la dynamique de contact par des phénomènes de localisation. Même si la non uniformité de la pression de contact est difficilement mesurable, elle est clairement mise en évidence par la localisation des zones d'échauffement. Ainsi, dans le domaine du freinage, qu'il soit automobile, ferroviaire ou aéronautique, il a pu être mis en évidence différents types d'instabilités thermiques (gradients thermiques), visualisées par la formation de cercles chauds sur la piste de frottement ou encore de points chauds, dont la position et l'intensité varient au cours du temps.



	Type de gradient thermique	Taille (mm)	Niveau thermique (°C)	Durée
(a)	Aspérités	< 1	1200	< 1 ms
(b)	Gradients sur cercles chauds	Longueur : 5 à 20	650 à 1000	0,5 à 10 s
(c)	Cercles chauds	Largeur : 5 à 50	Jusque 800	> 10 s avec déplacements
(d)	Points chauds macroscopiques	40 à 110	Jusque 1100	> 10 s souvent "stabilisés"
(e)	Gradients de diffusion	80 à 200	20 à 300	> 10 s

Fig.15. Classification des gradients thermiques en freinage ferroviaire [Dufrénoy\_1998]

- Le type (a) correspond à des élévations brutales et brèves de température dues aux aspérités en contact. Bien qu'ils soient de très petite taille, ces gradients thermiques omniprésents affectent toute la surface du disque en quelques secondes. Ils demeurent néanmoins très superficiels sans porter atteinte à l'intégrité du disque.
- Les gradients sur cercles chauds, de type (b), s'apparentent à un phénomène circonférentiel qui accompagne le plus souvent les cercles chauds. Il s'agit de petites zones de contact sur la piste de frottement pouvant être le siège de transformations microstructurales du matériau. Dans le cas où ceci se produit, ce type de gradient peut être la cause de l'endommagement

du disque ou de vibration. Les mécanismes de formation de ce type de gradient sont mal connus.

- Les cercles chauds (appelés aussi bandes chaudes ou cercles de feu), de type (c), correspondent au gradient thermique le plus couramment observé dans les freins à disque ferroviaires. Nous verrons plus loin qu'ils sont associés à des bouclages thermomécaniques.
- Les points chauds macroscopiques, de type (d), sont des zones d'échauffement très régulièrement espacées angulairement. Une fois formés, ils apparaissent systématiquement pour des freinages ultérieurs d'où l'appellation de points chauds « stabilisés ». Même s'ils ont fait l'objet de différentes explications basées soit sur le flambage circonférentiel du disque ou soit sur des instabilités thermo-élastiques, leurs mécanismes d'apparition font encore débat.
- Les gradients de diffusion, de type (e), correspondent à des gradients faibles et diffus. Ils sont associés à une sollicitation thermique non uniforme, mais aussi à un refroidissement inégal des surfaces, en diffusion et en convection.

L'amplitude en température et la durée d'apparition des types cercles chauds, points chauds et gradients sur cercles chauds conduisent à les considérer comme les plus critiques vis-à-vis de l'endommagement du disque, de l'apparition de vibration ou de l'augmentation des distances d'arrêt par la chute du coefficient de frottement.

Parmi les problèmes de contact affectés par les dilatations thermomécaniques, une distinction en deux types peut être faite selon la stabilité du processus :

- le scénario en chaîne, par lequel la pression de contact non uniforme entraîne une localisation des échauffements et donc des dilatations thermiques qui modifient à leur tour le champ de pression initial, correspond à un processus continu de bouclages thermomécaniques que l'on peut qualifier de stable,
- dans certains cas, le processus peut devenir instable, conduisant à des variations brusques du champ de pression. L'exemple le plus connu est celui des instabilités thermoélastiques (TEI). Un autre cas d'instabilité est le flambage d'un des deux solides en contact qui, par modification de sa déformée, va brutalement modifier la géométrie du contact.

Les cercles chauds sont généralement associés aux bouclages thermomécaniques alors que les gradients sur cercles chauds et les points chauds macroscopiques sont plutôt associés à des processus thermomécaniques instables [Dufrénoy\_2003].

### **Bouclages thermomécaniques, cercles chauds**

Les mécanismes d'apparition et de déplacements des cercles chauds sont maintenant assez bien connus. Ils sont issus de la variation de la portée radiale du contact entre le disque et la garniture, résultant des dilatations thermiques et de leurs usures. Une étude spécifique au ferroviaire a permis de définir et de quantifier précisément des phénomènes physiques à l'aide d'un modèle numérique validé expérimentalement (fig.16) [Dufrénoy\_1998]. La résolution est effectuée par découplage des effets thermiques et thermomécaniques. A l'aide d'un algorithme incrémental, le champ de température est déterminé puis injecté dans le calcul thermomécanique avec contact statique, permettant la détermination de la pression de contact et des dilatations.

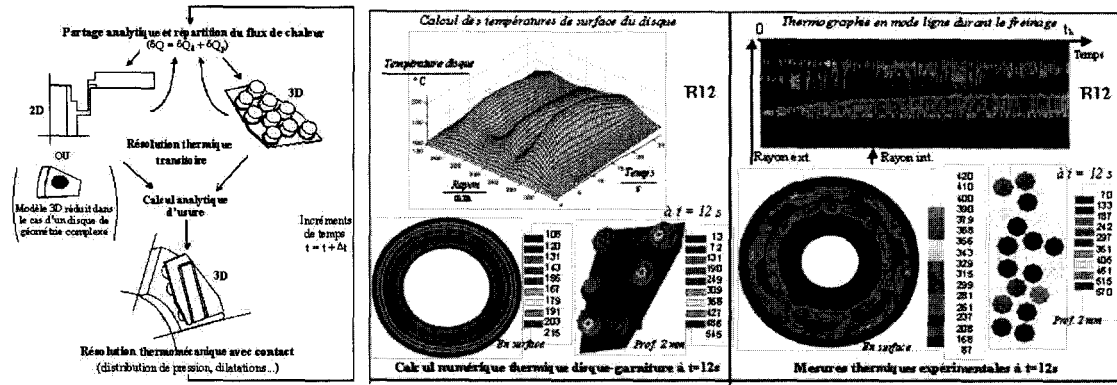


Fig.16. Algorithme thermomécanique et confrontation numérique/expérimental. Cas des cercles chauds [Dufrenoy\_1998]

### Points chauds macroscopiques

Les points chauds macroscopiques sont espacés régulièrement. Le caractère périodique de leur localisation, leur antisymétrie sur les deux faces du disque et les niveaux thermiques atteints indiquent un comportement global de la structure entraînant des déformations permanentes à caractère stable. Expérimentalement, le nombre de points chauds équivaut au rapport de la longueur de contact de la garniture sur le périmètre moyen du disque [Panier\_2002]. L'explication de la formation de ces points chauds a fait l'objet de nombreux travaux dont les principaux mettent en cause des instabilités thermoélastiques [Barber\_1969], ou un flambage du disque [Fan\_1996] ou encore plus récemment une déformation ondulatoire progressive. La première définit les points chauds comme une instabilité de contact en présence d'effets thermiques. La seconde explication associe les points chauds à une déformation structurale du disque. L'application de ces deux approches au cas du freinage ferroviaire ne fournit pas de résultats en accord avec les observations expérimentales. La dernière approche constitue un apport original dans l'apparition des points chauds macroscopiques (fig.17) [Panier\_2004]. Elle est le fruit d'un travail en équipe au sein du Laboratoire de Mécanique de Lille.

Sur la base de nos travaux de simulation numérique, le scénario proposé se décompose en 3 étapes :

#### Etape 1 : Flexion et déformation stationnaire du disque

De par la dissymétrie des conditions aux limites et en considérant un gradient thermique angulaire, on obtient une flexion du disque qui conduit à une déformation ondulatoire à 2 bosses (fig.17, en haut). Dans le cas où le chargement thermique est suffisamment élevé, il y a écoulement plastique et les déformations deviennent alors stationnaires sur le disque. Ces observations sont conformes à l'expérimental, où 2 zones chaudes se sont formées avant l'apparition des 6 points chauds.

#### Etape 2 : Transition à six points chauds

Sous le chargement thermique à 2 gradients antisymétriques par face, la déformation passe de 2 à 6 points chauds. Le modèle utilisé est un modèle 2D du type disque/disque dans le plan de circonférence moyenne (fig.17, au centre). La déformation à deux ondulations est introduite dans le modèle comme perturbation initiale. On observe une transition de la déformation hors plan du disque de 2 à 6 bosses (fig.17, en bas). Notons qu'en réduisant l'arc angulaire de contact, le calcul conduit à la formation d'un nombre plus élevé de points chauds (9 pour une garniture raccourcie d'un tiers). Ceci est conforme à l'expérimental, permettant ainsi la prédiction des conditions d'apparition des points chauds macroscopiques et leur nombre, ce qui n'avait pu être montré jusqu'alors dans aucune autre approche.

Etape 3 : Stabilisation de la déformation

La déformation obtenue conduit à une sollicitation thermique à 6 zones d'échauffement par face. La poursuite du calcul pour des freinages successifs tend à stabiliser cette déformation.

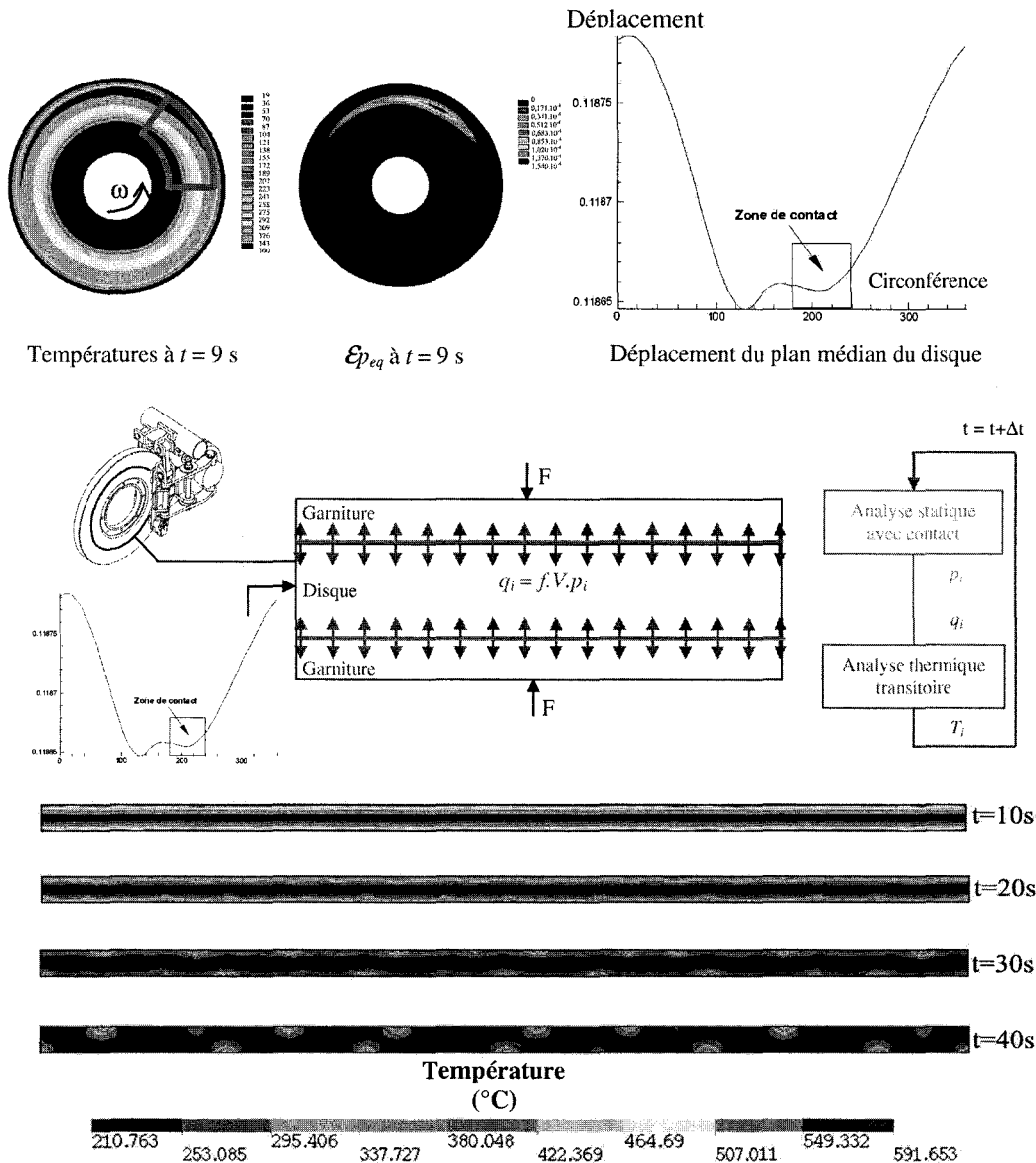


Fig.17. Approche progressive ondulatoire

Gradients sur cercles chauds

Les observations expérimentales montrent que l'espacement entre les gradients correspond à la longueur circonférentielle des plots de la garniture. Même si aucune étude théorique ou numérique n'a pu montré ce résultat, un phénomène de « stick-slip macroscopique » peut être avancé.

Conséquences de ces instabilités

L'apparition de ces instabilités thermiques a des conséquences sur la génération de vibrations. De nombreuses études ont montré que la présence de points chauds était une source d'excitation vibratoire [Kao\_2000]. Il s'agit de vibrations basses fréquences, inférieures à 500 Hz appelées

trépidations (*judder*). Dans le cas du freinage automobile, le conducteur les ressent au travers du volant ou de la pédale de frein. Elles sont parfois audibles pour des vitesses élevées sous forme de martèlement. Elles correspondent à une résonance de la structure excitée par un frottement variable. La fréquence de l'excitation est multiple de la vitesse de rotation. On distingue les trépidations à froid (*cold judder*) des trépidations à chaud observées après une forte montée en température du disque (*hot judder*). En présence de points chauds, les propriétés du frottement et la dilatation sont différentes du reste de la surface. Le frein est alors excité par ces ondulations à une fréquence multiple de la vitesse de rotation du disque. Pour les trépidations à froid, les variations du frottement s'expliquent par un état de surface non homogène du disque (dépôts ou transformations de phase) ou par une épaisseur apparente du disque non uniforme. Une variation de 0,02 mm est suffisante. Ces vibrations peuvent, par leur amplitude, nuire à la sécurité et à l'efficacité du freinage.

#### 2.1.4.2. Aspects vibratoires et acoustiques

Comme toute l'énergie cinétique n'est pas dissipée sous forme de chaleur, une part de celle-ci est transformée en énergie vibratoire et acoustique. Dans les domaines du transport et plus particulièrement le domaine du freinage, outre les trépidations, on distingue d'autres types de bruit [Akai\_2002] :

- *le gémissement* qui a un spectre basse fréquence. Il apparaît aux basses vitesses et pour des freinages modérés. Il est généralement le résultat d'une instabilité géométrique des garnitures ayant un mouvement de stick-slip excitant un mode basse fréquence du système de freinage,
- *le crissement basse fréquence* qui correspond à l'excitation des modes avec un, deux, trois ou quatre diamètres nodaux. L'étude précise de l'ondulation du disque montre qu'il s'agit d'un compromis entre ces différents modes, le mode avec trois diamètres nodaux contribuant à environ 50% dans le rayonnement acoustique,
- *le crissement haute fréquence* qui correspond à l'excitation des modes élevés, avec de 5 à 10 diamètres nodaux. La bande de fréquence est supérieure à 5 kHz. L'espacement nodal est comparable à la longueur des garnitures. Le spectre acoustique contient généralement la ou les fréquences fondamentales associées aux fréquences propres du disque et à leurs harmoniques.

#### 2.1.5. Bilan

Nous avons vu que le frottement est le résultat d'un ensemble de phénomènes physiques se produisant à plusieurs échelles aussi bien spatiales que temporelles. La description de l'excitation est généralement faite au travers de la loi de frottement, relation qui relie le coefficient de frottement à différents paramètres tels que la topologie des surfaces en contact, la vitesse, la température, etc. La question demeure cependant sur le véritable sens physique de ce coefficient. La tribologie permet d'appréhender cette question, cependant l'aspect multi-physique du frottement rend complexe l'établissement d'un formalisme intégrant l'ensemble des couplages entre les différents constituants du triplet tribologique.

Comme présentée dans la démarche thermomécanique, l'excitation locale du contact engendre une réponse globale de la structure sous l'effet des conditions aux limites. Cet aspect multi-échelle est d'autant plus difficile à intégrer de par le caractère évolutif des phénomènes dans le temps. Cette difficulté apparaît également dans notre problématique.

La réponse vibratoire du système à l'excitation du contact roue-rail passera, comme la problématique thermomécanique, par la prise en compte de l'interaction du comportement des corps en présence avec les localisations de contact. On s'attachera ensuite à voir le problème du crissement comme une instabilité du contact frottant. C'est sous cet angle que nous proposons de décrire les travaux déjà réalisés dans ce domaine.

## 2.2. LE CRISSEMENT VU COMME UNE INSTABILITE DU CONTACT FROTTANT

De très nombreux travaux ont porté sur l'étude et la compréhension des mécanismes responsables du bruit. Les instruments à cordes frottées sont un des exemples d'utilisation des bruits liés au frottement. Malgré cette utilisation ancienne, seul la réponse vibro-acoustique a été étudiée, notamment la vibration des cordes qui met en vibration audible l'air par vibrations du corps de l'instrument. Quant aux phénomènes d'excitation des cordes à la source des vibrations, ils ont été occultés car difficiles à comprendre. Si l'on reprend la notion de triplet tribologique, le musicien est la première partie d'un mécanisme actionnant un premier corps l'archet sur les cordes, le second premier corps du contact. La transmission de la sollicitation de l'archet à la corde s'effectue par un corps intermédiaire, la colophane. Cette résine de pin est déposée avant le concert sur l'archet. Les vibrations sont transmises par le chevalet au corps qui est la seconde partie du mécanisme.

A la différence près que certains bruits, notamment le crissement des freins, des métros et tramways, du balai d'essuie-glaces, sont moins agréables que le son des instruments à cordes frottées, leur étude a suivi une démarche similaire. L'analyse de la source des vibrations, c'est-à-dire le contact, afin de réduire efficacement les vibrations dues au frottement est très récente. Le problème du frottement et de ses instabilités passe alors par la prise en compte, dans les modélisations, des couplages entre les différents éléments du triplet tribologique. Cependant, le couplage premiers/troisième corps reste le moins bien maîtrisé.

L'instabilité de crissement semble être liée au comportement du troisième corps. Compte tenu des retards dans la modélisation de ce couplage, les modèles existants du crissement considèrent que l'instabilité est incluse dans la loi de frottement ou alors est le résultat d'un couplage des dynamiques verticale et horizontale. Ces considérations ont été obtenues sur des modèles simples (généralement masses-ressorts) puis appliquées sur des structures complexes. Ainsi le crissement est généralement associé à une décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement. Cependant, expérimentalement cette corrélation est loin d'être systématique. Dès lors, il est intéressant, avant d'étudier plus précisément les modèles proposés dans la littérature pour l'étude du crissement, de présenter les principales observations expérimentales qui caractérisent cette instabilité.

### 2.2.1. Observations (physique du problème)

Parmi les recherches expérimentales sur le crissement, on peut distinguer d'une part, celles qui sont descriptives, c'est-à-dire l'étude du son émis et des vibrations du système à l'origine de ce son, et d'autre part, celles qui sont axées sur les conditions d'occurrence du crissement.

Une synthèse des observations expérimentales est présentée ci-dessous et discutée dans la suite :

- un système crisse sur certaines fréquences,
- l'amplitude des vibrations des systèmes crissants est de l'ordre d'une dizaine de microns,
- la vibration peut être associée à une onde se déplaçant sur la surface d'un composant du système,
- les fréquences de crissement correspondent aux fréquences naturelles des composants de système,
- l'augmentation du coefficient du frottement dynamique augmente l'occurrence du crissement.

Ces observations se limitent au comportement des mécanismes et des premiers corps. D'une manière générale, s'il est possible d'instrumenter le mécanisme par des accéléromètres et des mesures de pression acoustique, il est déjà plus difficile d'instrumenter les premiers corps (vélocimétrie, vibrométrie, etc.). Ils peuvent, en effet, avoir des réponses à des fréquences élevées avec des amplitudes de vibrations d'une dizaine de microns, échelle significative pour le couplage premiers/troisième corps. Il est pratiquement impossible d'instrumenter le troisième corps.

Les principales informations disponibles sont alors le niveau de pression acoustique, l'observation des vibrations par imagerie, l'évolution instantanée ou moyennée du coefficient de frottement et la topographie des surfaces en contact.

#### Excitation de certains modes

La comparaison des spectres acoustiques avec les fonctions en fréquence du système met en évidence que les fréquences de crissement correspondent aux fréquences naturelles d'un des composants du système. Dans le freinage ferroviaire, le disque est l'élément le plus à même à rayonner. Ainsi dans la gamme de fréquence de 6 à 20 kHz, sept fréquences de crissement sont observées avec des niveaux de pression acoustique qui peuvent atteindre 140 dB [Lorang\_2004].

Le développement des techniques expérimentales, notamment par interférométrie et holographie permet de visualiser les vibrations du disque [Fieldhouse\_1996]. Les résultats montrent que lors du crissement, le disque présente des nœuds diamétraux correspondant à une excitation d'un mode particulier du disque (fig.18). Il apparaît généralement pour des pressions d'applications élevées et des vitesses de glissement relativement faibles.

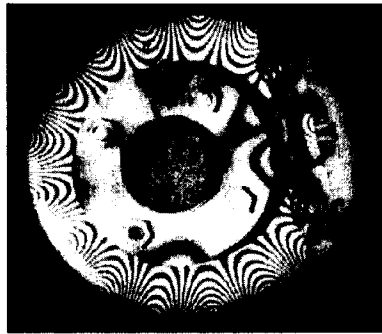


Fig.18. Vibrations d'un disque de frein automobile par holographie (8 diamètres nodaux) [Fieldhouse\_1996]

Dans toutes les études, il ressort clairement que le crissement correspond à une vibration périodique du système.

Certains travaux ont porté sur l'étude de l'influence des différents paramètres sur la fréquence, l'intensité et l'occurrence ou non du crissement [Sherif\_1986]. Il en ressort que le coefficient de frottement est le paramètre essentiel.

#### Variations instantanées du coefficient de frottement

La mesure instantanée du coefficient de frottement permet de caractériser l'état du frottement. A l'échelle macroscopique, le comportement du coefficient de frottement semble chaotique lors du déclenchement de l'instabilité de crissement [Caridi\_2002]. Celle-ci peut s'apparenter à un phénomène de «stick-slip» au cours duquel la masse se colle et se décolle provoquant ainsi de grandes fluctuations dans le coefficient de frottement.

La seule exploitation de la courbe de frottement ne permet pas de mettre en évidence les mécanismes de déclenchement ou de disparition du crissement. Même si, la génération du crissement peut être attribuée aux fluctuations de la résistance au frottement dues aux déformations des aspérités ou à l'adhésion des surfaces en contact [Guangxiong\_2002]. Dès lors, les observations microscopiques des surfaces en contact sont nécessaires.

#### Influence de la rugosité et du troisième corps

L'étude d'une succession de cycles permet de mettre en évidence les dépendances entre le déclenchement du crissement et la topographie des surfaces en contact. Cependant, dans la plupart

des approches, aucune distinction n'est faite entre le troisième corps et la rugosité des surfaces en contact. La rugosité est évaluée avant et après le cycle.

D'une manière générale, une structure avec une rugosité plus importante entraînerait moins de crissement. En effet, ceci a été remarqué lors d'essais disque-aiguille pour différentes rugosités initiales et différentes vitesses de glissement [Caridi\_2002] (fig.19):

- pour une rugosité initiale plus importante, le coefficient de frottement est plus faible. Ceci est associé au temps de contact plus important entre les surfaces. La variation du coefficient est plus stable et sa valeur diminue avec la vitesse. Le crissement est apparu par intermittence, notamment pour des vitesses de glissement faible comprises entre 0.5 et 2 m/s,
- pour une rugosité initiale plus faible, le coefficient de frottement évolue de manière instable avec la vitesse de glissement. L'instabilité de crissement est apparue pour chaque vitesse de glissement.

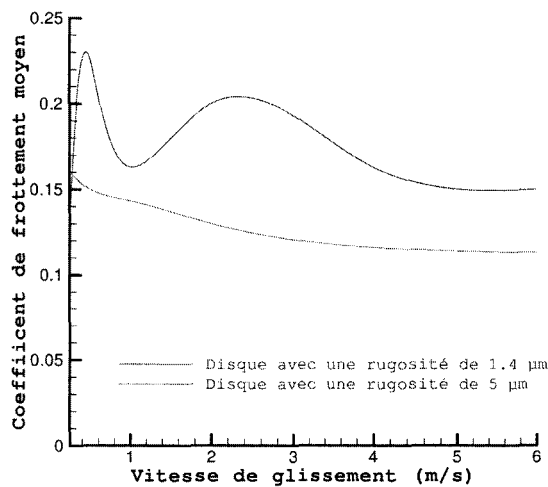


Fig.19. Evolution du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement pour différentes rugosités [Caridi\_2002]

Le déclenchement de l'instabilité de crissement est généralement associé à une décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement. Cependant, il a été montré qu'une instabilité peut apparaître lors d'une pente positive et ne pas apparaître pour une pente négative [Chen\_2003].

L'étude plus approfondie de la surface de contact au microscope électronique à balayage permet de mettre en évidence qu'une surface de contact constituée de plusieurs petites zones de contact a tendance à déclencher plus facilement l'instabilité de crissement qu'une surface de contact composée de quelques larges plateaux [Eriksson\_1999, Sherif\_2004]. La taille des plateaux augmente avec la pression d'application (fig.20). La température a aussi un effet sur la taille des plateaux et sur la génération du crissement.

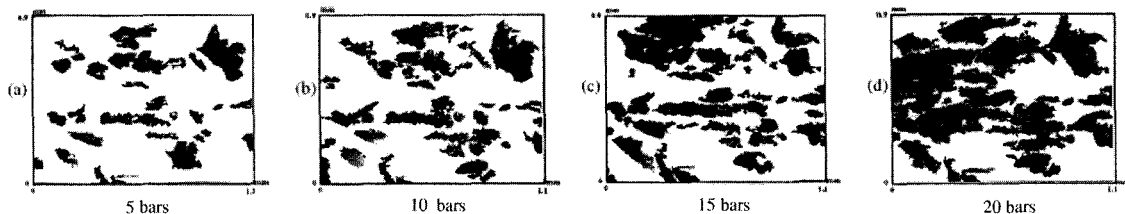


Fig.20. Influence de la pression sur la taille des plateaux [Eriksson\_1999]

Il semble qu'une valeur minimale du frottement soit nécessaire pour provoquer le crissement. A partir de ce seuil, dépendant des topographies des surfaces en contact, une faible variation du coefficient de frottement peut entraîner une augmentation brutale du crissement [Bergman\_1999]



(fig.21). Cette figure présente l'évolution du nombre de crissements obtenus et du coefficient de frottement pour une succession de cycles de freinage. Les observations au microscope électronique à balayage montrent une modification de la surface de contact du disque. Les zones en noir observées sur la série B correspondent aux débris d'usure qui se compactent dans les creux de la surface du disque, formant par la succession de cycles des plaques portantes.

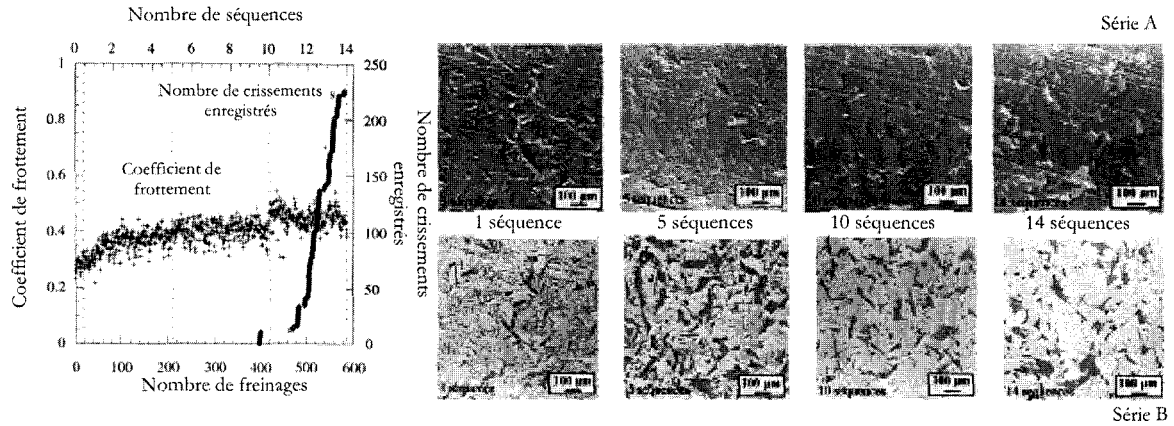


Fig.21. Evolution du coefficient de frottement, du crissement et de la topographie du disque pour une succession de cycles [Bergman\_1999]

Ces observations expérimentales mettent en évidence l'importance de la nature des surfaces en contact sur le déclenchement de l'instabilité. Deux descriptions sont proposées dans la littérature ; l'une repose sur la topographie des surfaces en contact et l'autre sur la tribologie. Ces deux aspects ne sont pas incompatibles entre eux. Cependant la rugosité des surfaces en contact doit être considérée que si elle a un sens par rapport au troisième corps, c'est-à-dire si elle existe encore. Il faut donc poursuivre ces différents travaux notamment en essayant de proposer un formalisme pour l'approche tribologique.

Cet absence de formalisme a conduit les équipes scientifiques à mettre en place des modélisations afin d'appréhender les mécanismes générateurs de l'instabilité de crissement

### 2.2.2. Modèles développés

Les premières modélisations des vibrations ont considéré le frottement comme une condition aux limites et non comme l'origine du problème. Ces modélisations se sont développées en considérant le frottement macroscopique, c'est-à-dire à l'échelle du mécanisme, comme variable ou constant. Elles ont conduit selon les hypothèses de modélisation à établir des conditions particulières pour justifier l'apparition des instabilités.

Ainsi, trois phénomènes fondamentaux peuvent être avancés pour l'étude des instabilités liées au frottement sec : le stick-slip, le sprag-slip et le glissement stationnaire. La fig.22 présente de façon synthétique les principales stratégies développées et les conditions nécessaires pour déclencher l'instabilité de crissement

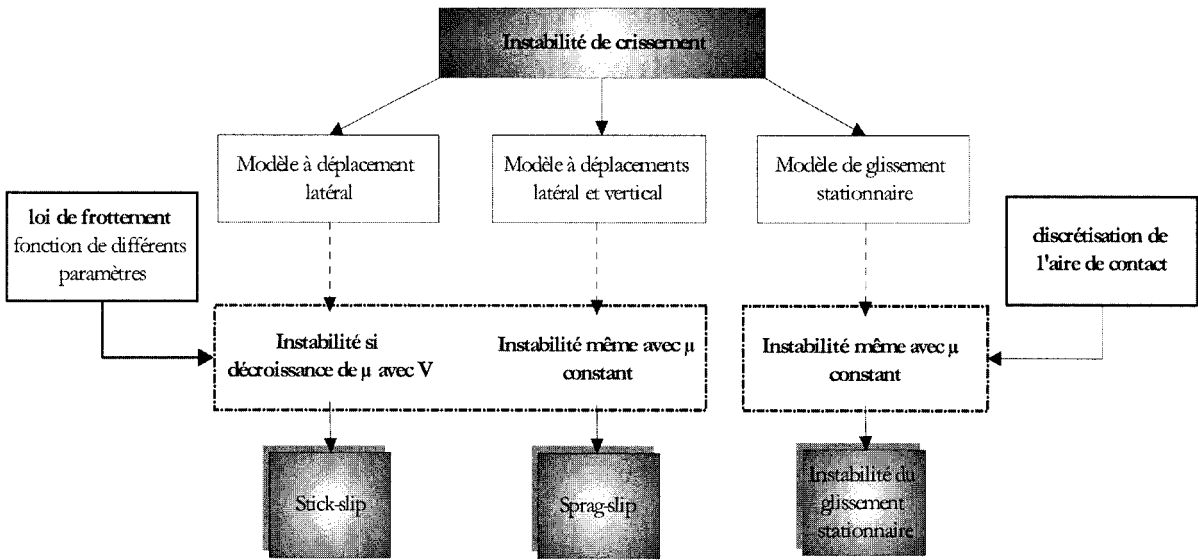


Fig.22. Présentation synthétique des modèles de crissement

*Stick-slip*

Les premiers travaux de modélisation sur le crissement ont privilégié l'aspect tribologique du problème en recherchant dans la loi de frottement l'origine de ces vibrations auto-entretenues, c'est l'instabilité de stick-slip. Dans ces modélisations, l'origine physique du frottement est soit un coefficient de frottement statique supérieur au coefficient de frottement dynamique, soit un coefficient de frottement dynamique décroissant avec la vitesse de glissement. Nous nous contenterons de présenter ici les principaux résultats pour le modèle classique à un degré de liberté (fig.23). L'ensemble des résultats peut être trouvé par exemple dans la thèse de Chambrette [Chambrette\_1991].

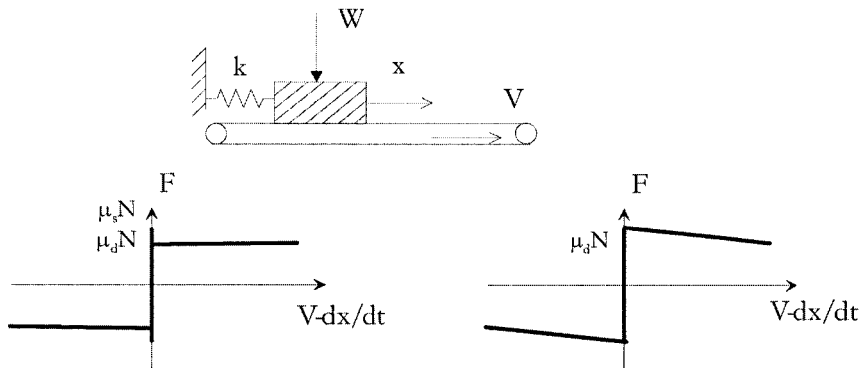


Fig.23. Modèle de stick-slip et loi de frottement

Si  $\frac{d\mu}{dx}$  est positif, le système est toujours stable, quel que soit l'amortissement. Si  $\frac{d\mu}{dx}$  est négatif, le système est par nature instable, mais il reste toujours possible de le stabiliser en ajoutant un amortissement suffisant [Boudot\_1995].

Les résultats expérimentaux et théoriques qui ont suivi ces premiers travaux montrent que ces deux mécanismes ne suffisent pas à expliquer les crissements observés. Il a même pu être montré qu'ils ne sont pas des conditions nécessaires [Sherif\_1986, Chambrette\_1991]. Ces deux mécanismes sont effectivement à l'origine de vibrations mais plutôt du type broutement ou grognement et moins du crissement.

Sprag-slip

Dans une seconde phase, les recherches ont mis en avant l'aspect structure. Ce sont les travaux de Spurr [Spurr\_1961] et surtout de Jarvis et Mills [Jarvis\_1963] sur le sprag-slip. Le modèle prend en compte l'arc-boutement des structures en contact. Pendant le crissement, la structure ayant la rigidité la plus faible se déforme élastiquement de par les efforts de frottement. Cette déformation cause une seconde déformation avec une composante normale qui tend à réduire le frottement. L'énergie emmagasinée ramène le système dans sa configuration d'équilibre, puis le cycle se répète. On peut obtenir, même avec un coefficient de frottement constant, des vibrations auto-entretenues par un phénomène d'instabilité dynamique dû à un couplage de modes par le frottement. Il existe de nombreux modèles permettant d'expliquer le mécanisme en cause, l'un des plus simples consiste à coupler la pression appliquée sur la masse avec son déplacement tangent (fig.24).

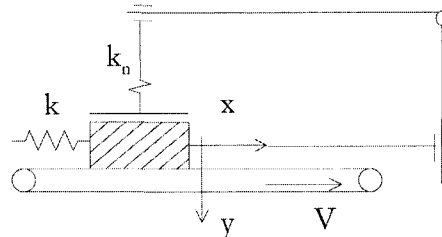


Fig.24. Modèle de sprag-slip à un ddl

Les deux éléments clés du modèle qui permettent d'obtenir une instabilité sont la proportionnalité entre la réaction tangente et la réaction normale de l'obstacle et le couplage intrinsèque entre la direction normale et la direction tangente au contact. Il est possible pour certaines conditions d'obtenir un phénomène de stick-slip avec un coefficient de frottement constant.

Le mécanisme de sprag slip a été utilisé pour modéliser les crissements observés sur des dispositifs expérimentaux de doigts ou pions frottants, avec de bonnes corrélations. Citons pour exemples les travaux de Earles et Badi [Earles\_1978], Oden et Martins [Oden\_1985]. Les premières modélisations du crissement des freins, qui ont utilisé ce mécanisme, étaient des modèles linéaires de type masse-ressort à quelques degrés de liberté [North\_1972]. Une synthèse bibliographique est présentée dans [Kinkaid\_2003]. Cependant, pour une structure complexe, il est rapidement apparu que ces modèles étaient trop pauvres pour permettre une identification des phénomènes physiques mis en jeu, une information qualitative pouvait tout au plus être obtenue.

Instabilités du glissement stationnaire

Au vu des résultats expérimentaux et théoriques, il semble acquis que le mécanisme essentiel à l'origine du crissement soit une instabilité par flottement due au caractère non conservatif du frottement. Cette approche privilégie l'aspect structure du problème par rapport à l'aspect tribologique. Les modélisations développées précédemment sont ainsi enrichies en intégrant le problème du contact unilatéral et le frottement. Des approches théoriques ou numériques par la méthode des éléments finis sont proposées dans la littérature. On note deux aspects : les conditions d'apparition des instabilités et la détermination des modes instables.

**Les conditions d'apparition des instabilités**

Martins *et al* ont étudié le contact glissant entre un demi espace élastique ou viscoélastique et une surface rigide [Martins\_1995]. Pour un coefficient de frottement et un coefficient de Poisson très larges, des instabilités dynamiques sont mises en évidence, avec un rôle d'onde de Schallamach. Dans une autre application, Adams a montré que le glissement stationnaire entre deux demi-espaces élastiques parfaitement plats est aussi dynamiquement instable pour une large bande de paramètres matériaux, du coefficient de frottement et de vitesse de glissement (même les plus faibles) [Adams\_1995]. Il faut souligner que l'existence de ses instabilités ne dépend pas de la décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement, ni de la loi de frottement utilisée.

### La détermination des modes instables

Moirot a montré que, sans approximation sur la direction du frottement, la condition d'instabilité nécessite le calcul de valeurs propres complexes généralisées d'un problème linéaire associé à l'équilibre [Moirot\_1998]. Il propose une méthode originale pour le calcul de la stabilité du contact à partir de l'équilibre, par une projection sur une base tronquée de modes dits sans frottement (tenant compte des conditions de contact, mais pas de frottement). Dans cette approche, le glissement est introduit au niveau de l'étude de stabilité et non pas dans l'équilibre, les points en contact sont alors en glissement.

Cependant, la détermination des modes instables n'est généralement pas suffisante pour expliquer les mécanismes à l'origine du crissement. La question demeure sur le fait de savoir si tous les modes instables obtenus numériquement seront identifiés comme crissants lors de mesures expérimentales. Dès lors, l'approche des valeurs complexes est complétée par une étude transitoire avec la mise en évidence d'ondes de surfaces, pouvant avoir des conséquences sur la loi de frottement macroscopique.

#### Ondes adhérence-glissement-décollement sur l'aire de contact

L'instabilité de l'équilibre prend la forme d'ondes de surface qui sont confinées dans la région proche de l'interface de contact. Elles ont une amplitude qui décroît de façon exponentielle avec la distance de l'interface pendant qu'elles croissent de façon exponentielle dans le temps. Ces ondes peuvent contribuer à la formation de vibrations induites par frottement. L'instabilité peut éventuellement conduire à des pertes partielles de contact ou à des phénomènes de stick-slip en certaines régions de l'interface de contact. Une illustration peut être donnée par l'étude de deux cylindres coaxiaux. Elle permet de mettre en évidence que, pour une vitesse de rotation suffisante une onde adhérence-glissement-décollement est obtenue sinon il s'agit d'une onde d'adhérence glissement (fig.25) [Moirot\_2000, Moirot\_2002, Oueslati\_2003]. La résolution transitoire est réalisée par une méthode d'intégration explicite avec un algorithme de gestion de contact avec multiplicateurs de Lagrange.

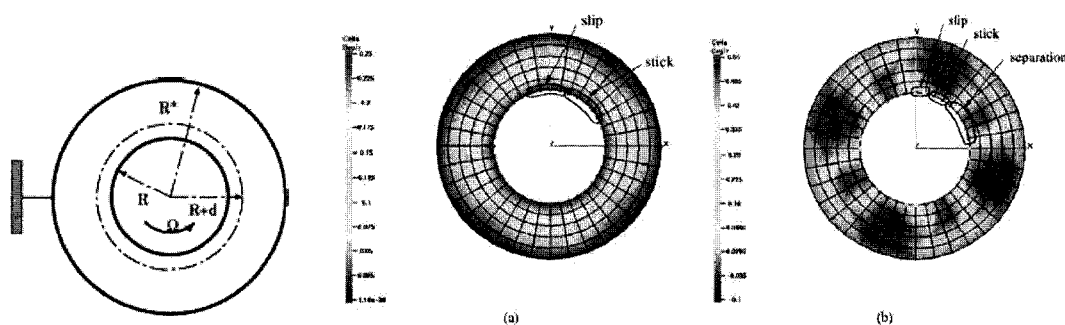


Fig.25. Contact frottant entre cylindres coaxiaux  
Onde d'adhérence-glissement-décollement [Oueslati\_2003]

Quelque soit le point de la zone de contact, il existe un cycle limite de déplacement constitué d'un déplacement avec contact (collé ou glissant) suivi d'un retour élastique. Durant le glissement, des phénomènes d'impact sont mis en jeu aussi bien durant la phase de contact que juste au moment du recollement. Ces phénomènes ont tendance à modifier le champ de pression de contact par la localisation du contact, elles ont alors un effet global sur la structure.

#### Comportement du coefficient de frottement global en présence du phénomène de stick-slip

Adams a étudié le glissement de deux corps élastiques avec un phénomène de stick-slip se propageant au niveau de l'interface de contact [Adams\_1998]. Il a montré que le coefficient de frottement apparent  $\mu^*$  (*apparent friction coefficient*), qui correspond au ratio de la résultante tangentielle par la résultante normale de l'interface de contact, peut être inférieur au coefficient de frottement

local  $\mu$  (*interface friction coefficient*) en présence d'instabilités. En outre, le coefficient de frottement global diminue avec la vitesse de glissement. Le coefficient de frottement à l'interface est constant et ne dépend pas des paramètres tels que la vitesse, la pression, etc.

Linck *et al* ont étudié le mouvement d'un bloc sur un plan rigide entraîné à vitesse constante [Linck\_2003]. Le coefficient de frottement à l'interface (au sens d'Adams) est constant. Ils ont montré que l'instabilité de stick-slip conduit à une décroissance du coefficient de frottement apparent avec la vitesse de glissement (fig.26). Cependant, lorsqu'une instabilité d'adhérence-glissement-décollement s'établit le long de la surface de contact, le coefficient de frottement apparent augmente avec la vitesse, mais reste inférieur au coefficient de frottement local. Lorsque l'instabilité de stick-slip apparaît à quelques points de la surface de contact, l'augmentation de la pression à l'arrière du bloc entraîne une diminution du coefficient de frottement apparent. Dès que la propagation de l'instabilité se fait sur toute la surface de contact, le coefficient de frottement apparent augmente avec la pression à l'arrière jusqu'à une valeur inférieure à celle du coefficient de frottement local.

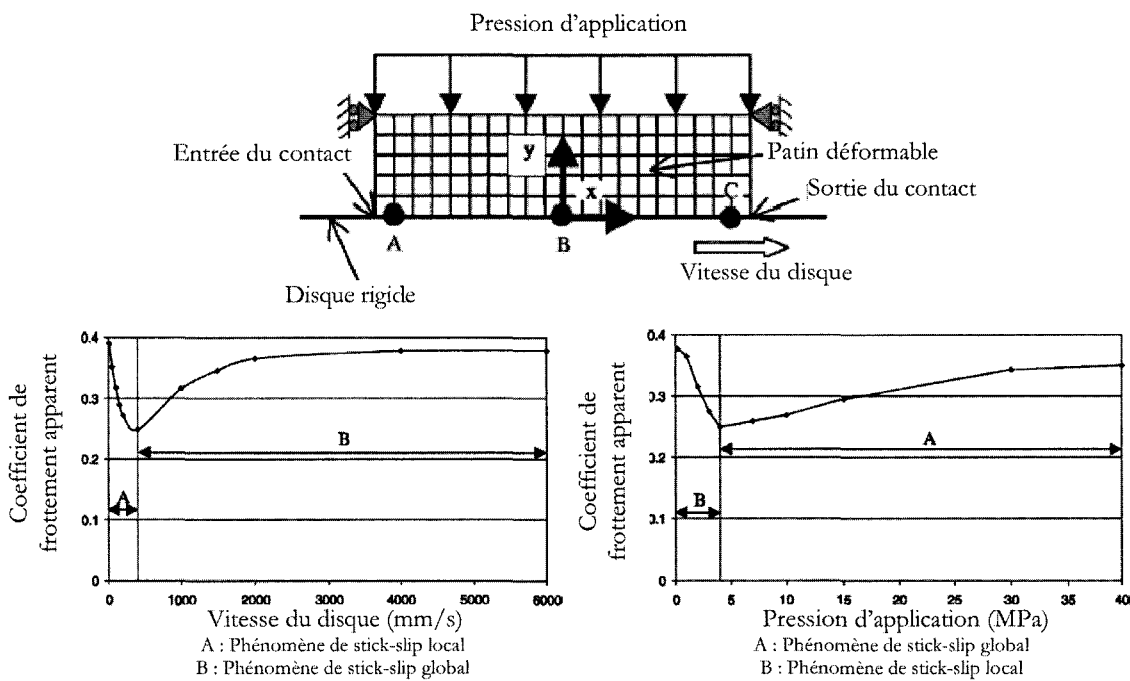


Fig.26. Evolution du coefficient de frottement apparent en fonction de la vitesse et de la pression [Linck\_2003]

Notons que la décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement n'est pas à l'origine de l'instabilité, au contraire cette décroissance en est une conséquence. Ainsi la mesure du coefficient de frottement ne représente plus nécessairement le comportement de l'interface. Cette remarque a déjà été formulée par Martins, Oden et Simoëns, pour qui l'observation du comportement du frottement n'est pas une propriété de l'interface mais une conséquence de la dynamique du système [Martins\_1990].

### 2.2.3. Bilan

Au vu des constatations expérimentales, le crissement s'apparente à une vibration périodique quasi-sinusoidale du système sous des conditions de frottement particulières. En effet, le rôle du troisième corps ou de la topographie des surfaces est maintenant clairement établi. Dans la plupart des études, peu d'auteurs font la différence entre les débris et les aspérités des surfaces en contact. En traitant les résultats en terme de rugosité, il semble qu'une rugosité plus faible déclencherait plus facilement l'instabilité de crissement. Cette constatation est cependant faite après ouverture du contact.

D'un point de vue de la modélisation du crissement, les points cruciaux sont essentiellement dans la prise en compte de cette rugosité ou plus précisément dans la dynamique du troisième corps. Compte tenu de la difficulté d'établir un formalisme de ces phénomènes, des approches simplificatrices ont été proposées (stick-slip, sprag-slip). Même si elles permettent de décrire une excitation du système, elles n'expliquent pas les mécanismes à l'origine de l'instabilité.

Une voie prometteuse est celle de l'étude de l'instabilité sous glissement stationnaire. L'étude de la stabilité de l'équilibre du contact glissant permet de mettre en évidence les modes instables. Le point crucial reste dans l'identification précise des modes crissants. L'étude des ondes d'adhérence-glissement-décollement présente l'intérêt de décrire finement l'interface de contact mais nécessite en conséquence des ressources en calcul importantes. Ceci peut expliquer le fait qu'aucune étude de ce type n'a encore été conduite sur une structure réelle.

D'autres apports bibliographiques plus spécifiques à l'objectif de l'étude seront présentés au fur et à mesure des chapitres afin de compléter et de justifier les développements proposés.

### **2.3. PROPOSITIONS DE STRATEGIE POUR LE CRISSEMENT EN COURBE**

Revenons sur la problématique et le contexte de cette étude. Il s'agit de mettre en évidence les modes crissants d'une roue ferroviaire lors d'un passage en courbe. L'objectif principal est l'identification de ces modes.

Quelles sont alors les voies possibles afin de répondre à cette question, sachant que l'on s'intéresse à une structure réelle ?

Trois grandes approches sont proposées dans la littérature afin de modéliser l'instabilité de crissement. Elles ont été présentées avec leurs limites ci-dessus. Pour l'application visée dans cette étude et plus particulièrement le problème de l'identification des modes crissants, nous avons choisi de traiter ce problème par une approche transitoire compte tenu du caractère évolutif de l'instabilité.

En raison du nombre d'éléments élevé obtenu lors du maillage d'une roue ferroviaire, les temps de calculs peuvent devenir prohibitifs avec les méthodes de résolution incrémentales implicites. Deux stratégies alternatives sont alors adoptées ici :

Pour la première approche, le contact est supposé ponctuel avec une loi de frottement macroscopique fonction de la vitesse de glissement. La modélisation est simplifiée en utilisant une technique de résolution appropriée aux structures axisymétriques soumises à un chargement non axisymétrique. Ce type de méthode nécessite cependant une gestion externe du contact après reconstitution du champ de déplacement. Cette approche est analogue à celle du stick-slip présentée précédemment. De par la résolution par la méthode des éléments finis, le couplage entre les dynamiques normales et transversales est pris en compte au travers du coefficient de Poisson des matériaux en contact. Cette approche englobe aussi le phénomène de sprag-slip.

Pour la seconde approche, basée sur l'instabilité du glissement stationnaire, la résolution est plus efficace par les méthodes explicites. La modélisation tridimensionnelle de la roue est nécessaire ainsi qu'une discrétisation fine de l'aire de contact. Très peu d'approches de ce type sont proposées dans la littérature, en raison de leur existence très récente et des tailles de résolution.

Ces différents points seront développés dans le chapitre 3 afin de mettre en évidence les modes crissants d'une roue ferroviaire lors d'un passage en courbe.

### Chapitre 3:

## CRISSEMENT EN COURBE DE LA ROUE MF 77

Dans ce chapitre, on s'intéresse à l'identification des modes crissants de la roue de métro MF77. Le choix de cette roue a été justifié par la possibilité de comparaison des résultats numériques et expérimentaux obtenus notamment en ligne lors de passages en courbe.

Différentes méthodes de résolution du système d'équations régissant le mouvement peuvent être utilisées : par intégration directe des équations, par utilisation de schémas numériques d'intégration ou par décomposition dans la base modale. Dans le cadre de problèmes vibro-acoustiques, la dernière méthode est souvent utilisée. Dans tous les cas, il est nécessaire, afin de valider le modèle numérique développé, de comparer les fréquences propres calculées avec celles obtenues expérimentalement.

Dans une première partie, une validation des modèles numériques développées est exposée par comparaison des bases modales expérimentales et numériques (§3.1). Les parties suivantes présentent différentes modélisations du crissement en courbe :

- une approche harmonique simplifiée qui permet d'appréhender le comportement vibratoire et le rayonnement acoustique de la roue (§3.2), nous verrons cependant qu'elle est insuffisante,
- une approche transitoire non linéaire avec la prise en compte de la loi de frottement observée lors du crissement en courbe (§ 3.3 et §3.4),
- une approche de type glissement stationnaire (§3.5).

Les modèles sont réalisés sous ANSYS® pour les résolutions FEM implicites (vibratoires et acoustiques), LS-DYNA® pour les résolutions FEM explicites (vibratoires) et RAYON® pour les éléments frontières (acoustique).

### 3.1. ETUDE DE LA ROUE MF77

#### 3.1.1. Analyse modale expérimentale

L'analyse modale expérimentale est une technique utilisée pour déterminer les caractéristiques dynamiques d'une structure afin de valider (ou de construire) le modèle mathématique représentatif du comportement dynamique du système.

Elle permet d'obtenir les fréquences propres, les amortissements et les déformées modales de la roue alors que l'on ne connaît, a priori, rien des matrices de masse, raideur et amortissement du système étudié. Ces résultats servent de référence pour la vérification des différents modèles éléments finis qui pourront être mis en œuvre dans la suite du travail.

Les bases théoriques des différentes méthodes reposent sur l'établissement d'une relation entre la réponse vibratoire d'un point de la structure et l'excitation qui en est à l'origine : cette relation appelée Fonction de Transfert (FT) est le plus souvent une fonction complexe. L'excitation est généralement mesurée en son point d'application, en terme d'effort, à l'aide d'un capteur de force. La réponse est quant à elle mesurée au moyen d'un accéléromètre ou d'autres capteurs de vitesse ou

de déplacement. Ces deux signaux sont ensuite introduits dans un analyseur spectral afin d'obtenir la fonction de transfert correspondante.

Il faut cependant bien garder à l'esprit que la présence des différents capteurs peut modifier le comportement de la structure. Afin de minimiser ce phénomène, il est primordial de choisir des capteurs dont la masse reste négligeable par rapport à celle de la structure étudiée (un rapport de 1/50 est généralement suffisant) ce qui est largement le cas pour notre étude.

Les conditions d'essais sont de type libre-libre, la roue étant placée sur un axe en nylon suspendu par deux élingues (fig.27a, à gauche). C'est le test au marteau d'impulsion qui sera retenu pour caractériser le comportement dynamique de la roue. Il est en effet plus facile à mettre en œuvre que le pot vibrant et offre notamment la possibilité d'exciter la structure en différents points.

Les réponses du système seront mesurées à l'aide d'accéléromètres. Les fonctions de transferts obtenues (accéléranes) seront traitées par une méthode des moindres carrés, permettant d'accéder à la fréquence, à l'amplitude et au facteur d'amortissement de chaque mode propre identifié (fig.27, au centre).

Afin d'obtenir une allure des déformées modales réaliste, on réalise un maillage de la roue (fig.27, à droite) ; il est constitué de 96 points répartis sur 3 rayons (2 sur le voile et 1 sur le bandage) et en 32 divisions circonférentielles. Le principe de la manipulation consiste à exciter la roue sur chaque point du maillage afin de construire la matrice des fonctions de transfert. Pour minimiser les erreurs et les incertitudes de mesure, une acquisition considérée valide est une moyenne des fonctions en fréquence de 5 coups de marteau sur le même point. L'étude de cette matrice des fonctions de transfert permet la détermination des modes propres (fréquence, type de déformée, amortissement).

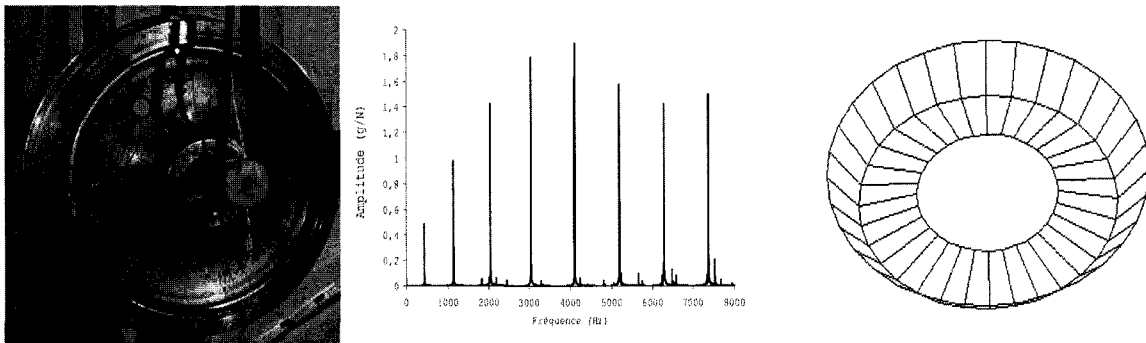


Fig.27. Analyse modale expérimentale - Fonction de transfert globale de la roue (0-8000 Hz)

### 3.1.2. Analyse modale de la roue par éléments finis

#### Généralités

Le maillage éléments finis de la roue MF77 a été réalisé dans le souci de respecter au mieux sa géométrie initiale ainsi que ses propriétés matériaux. Les conditions aux limites appliquées à la roue sont du type libre-libre c'est-à-dire sans aucune liaison avec le milieu extérieur. Les caractéristiques matériaux utilisées pour le modèle éléments finis sont les suivantes (tab.2) :

Module d'Young (MPa)	$E$	210000
Coefficient de Poisson	$\nu$	0,3
Masse volumique ( $\text{kg/m}^3$ )	$\rho$	7800

Tab.2. Caractéristiques mécaniques de la roue MF77



Afin d'identifier tous les modes propres de la roue dans la gamme de 0 à 8000 Hz, une modélisation tridimensionnelle est nécessaire bien que la roue soit axisymétrique. L'un des problèmes de la modélisation par éléments finis est la taille du maillage qui doit être adoptée. Ce paramètre influe sur les valeurs des fréquences propres de la roue et sur les temps de calculs.

Il est cependant possible de réduire la taille du modèle à partir d'une hypothèse d'axi-harmonie. Cette hypothèse permet de ne modéliser qu'une coupe de la roue en précisant le nombre d'ondulations souhaitées. Le modèle éléments finis ne comprend donc qu'un maillage 2D d'une section droite de la roue. Le principe est d'utiliser une décomposition en série de Fourier du champ de déplacements :

$$\{u\} = \sum_n \{u_n\} \cos(n\theta) \tag{3.1}$$

En substituant  $\{u\}$  dans le système d'équations aux valeurs propres, on a :

$$(-\omega_i^2 [M] + [K])\{u\} = \{0\} \tag{3.2}$$

On obtient, par permutation, le système équivalent à résoudre composé de  $n$  sous-systèmes :

$$\forall n, (-\omega_i^2 [M] + [K])\{u_n\} = \{0\} \tag{3.3}$$

$n$  correspondant au nombre d'ondulations.

La fig.28 présente les deux modèles éléments finis. Le modèle tridimensionnel est constitué de 20 éléments circonférentiels soit 9320 noeuds et 7520 éléments. Quant au modèle 2D axi-harmonique, il comporte 912 noeuds et 799 éléments.

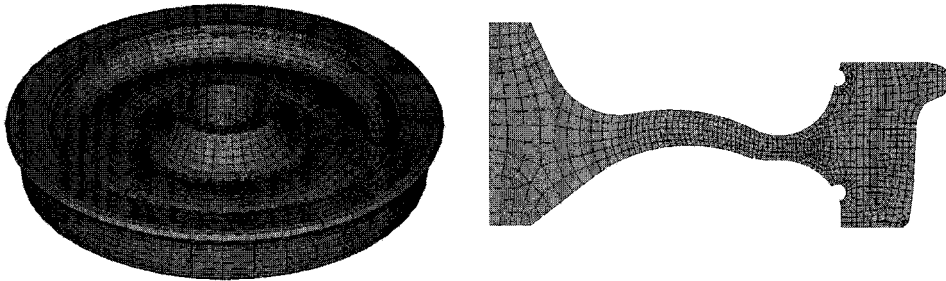


Fig.28. Modèles éléments finis de la roue MF77 (3D et 2Daxi)

Ces deux modèles ont été analysés, à titre de comparaison sur les fréquences propres et sur les temps de calculs, par une étude de sensibilité sur la taille des éléments et plus précisément sur le nombre d'éléments circonférentiels (tab.3).

Nombre d'éléments circonférentiels	1 <sup>ère</sup> fréquence axiale (Hz)	2 <sup>de</sup> fréquence axiale (Hz)	3 <sup>ème</sup> fréquence axiale (Hz)	4 <sup>ème</sup> fréquence axiale (Hz)	Temps CPU (s)
16	247	1645	2774	3872	148
20	239	1607	2684	3854	235
40	236	1594	2669	3843	566
80	235	1588	2664	3831	2258
Modèle axisymétrique	232	1579	2638	3779	35

Tab.3. Influence du nombre d'éléments circonférentiels sur les fréquences propres et temps de calcul

Remarque : les calculs sont réalisés sur PC P4 1.6 GHz, 512 Mo de RAM.

On constate des fréquences propres différentes entre la modélisation 3D et axisymétrique. La différence provient essentiellement de l'approximation faite sur la matrice de masse, qui surévalue la fréquence pour les maillages grossiers. L'augmentation du nombre d'éléments permet de tendre vers les résultats du modèle axisymétrique (avec un temps de calcul beaucoup plus important !).

#### Classification des modes propres de la roue

Au vu des résultats, une classification des modes a pu être mise en place. Dans la littérature, la classification des modes est effectuée par l'intermédiaire du nombre de diamètres et de cercles nodaux. Dans notre cas, nous précisons le type de déformée modale ; trois types peuvent alors être différenciés (avec  $n$  et  $m$  les nombres de diamètres et de cercles nodaux.) (fig.29)[Brunel\_2004]:

- $A\ m$  : modes axisymétriques
- $Fvb\ n-m$  : modes de flexion du voile et du boudin
- $Fv\ n-m$  : modes de flexion du voile

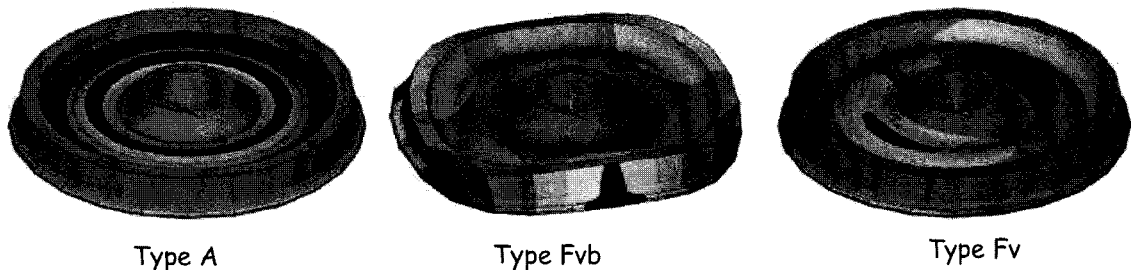


Fig.29. Classification des modes propres de la roue MF77

Il a été montré que pour le bruit de roulement, celui-ci est issu de l'excitation des modes axiaux avec un cercle nodal et des modes radiaux avec deux diamètres nodaux ou plus [Thompson\_1996]. Les modes axiaux sans cercle nodaux (identifiés dans notre étude en tant que mode de type Fvb) sont caractérisés par un déplacement important au niveau du boudin de la roue. Ces modes ne sont pas excités dans le bruit de roulement, où la principale excitation se trouve dans la direction verticale, mais ils le sont souvent dans le cas du crissement en courbe.

### **3.1.3. Comparaison des bases modales expérimentale et numérique**

Le comportement dynamique des structures peut être étudié de façon expérimentale ou numérique, cependant les résultats issus des deux méthodes ne reflètent généralement pas le même comportement de la structure étudiée. Différentes sources d'erreurs de calcul peuvent exister, telles que les conditions aux limites, les simplifications géométriques, etc.

Du point de vue expérimental, des erreurs peuvent se produire notamment lors de l'étalonnage des équipements de mesures ou lors de la mise en place des capteurs sur la structure ou encore lors du traitement des données. Néanmoins, les résultats de référence sont ceux issus de l'analyse expérimentale.

La comparaison entre les modèles numériques et expérimentaux se fait par l'intermédiaire de caractéristiques modales issues de chaque modèle. Le but de la comparaison est de valider les modèles à partir de données expérimentales. Le modèle éléments finis doit être capable de traduire le comportement dynamique de la structure étudiée.

Le tab.4 présente la corrélation entre les modes propres expérimentaux et les modes propres numériques.

fp num (Hz)	fp exp (Hz)	Ecart (%)	$\xi_i$ (%)	Principaux type de mode	fp num (Hz)	fp exp (Hz)	Ecart (%)	$\xi_i$ (%)	Principaux type de mode
426	430	0,9	0,05	Fvb 2-0		4991		0,02	
	550		1,22			5053	5024	0,6	0,01
628	706	12,4	0,84		5107	5060	0,9	0,01	
	1025		0,74		5117	5129	0,2	0,01	
989	1035	4,7	0,07		5215	5249	0,7	0,01	
1114	1119	0,4	0,05	Fvb 3-0	5545		100,0		
1861	1835	1,4	0,04	A2		5837		0,01	
1890	1922	1,7	0,01	Fv 1-1	5810	5871	1,0	0,01	
2001	2002	0,0	0	Fvb 4-0		5882		0,01	
2192	2244	2,4	0,02		6031	6116	1,4	0,01	
2201	2276	3,4	0,02		6137	6162	0,4	0,01	
	2287		0,05		6362				
2649	2625	0,9	0,02		6505	6559	0,8	0,01	
2679	2692	0,5	0,04		6571	6602	0,5	0,01	
3020	2890	4,3	0,02			6638		0,02	
3022	2983	1,3	0,01		6826	6838	0,2	0,02	
3137	3158	0,7	0,01		6866	6887	0,3	0,01	
3360	3387	0,8	0,01			6969		0,01	
3370	3509	4,1	0,09			7036		0,03	
	3761		0,01		7236	7173	0,9	0	
3977	3805	4,3	0,03		7259	7233	0,4	0,02	
3995	3980	0,4	0,01		7274	7293	0,3	0,02	
4073	4012	1,5	0		7479	7485	0,1	0,05	
4098					7534	7611	1,0	0,01	
4145	4215	1,7	0,01		7747	7676	0,9	0,02	
4191	4243	1,2	0,03		7795				
4590					7811	7897	1,1	0,04	
	4882		0,01		7913	7935	0,3	0,01	
4862	4907	0,9	0,02			7985		0,01	

Tab.4. Comparaison des fréquences propres numériques et expérimentales et amortissements modaux

Une bonne concordance est observée entre les fréquences propres expérimentales et celles obtenues numériquement avec un maillage de 20 éléments circonférentiels : l'erreur relative est en moyenne inférieur à 1 % dans la gamme de fréquence de 0 à 8000 Hz (tab.4). Aucun ajustement des caractéristiques des matériaux n'est donc nécessaire.

Les mesures expérimentales permettent la détermination de l'amortissement modal de la roue par évaluation de la bande passante à -3 dB. Une valeur moyenne de 0.03 % est obtenue.

Quelques déformées modales expérimentales sont présentées ci-dessous, avec en vis-à-vis la déformée numérique correspondante (fig.30).

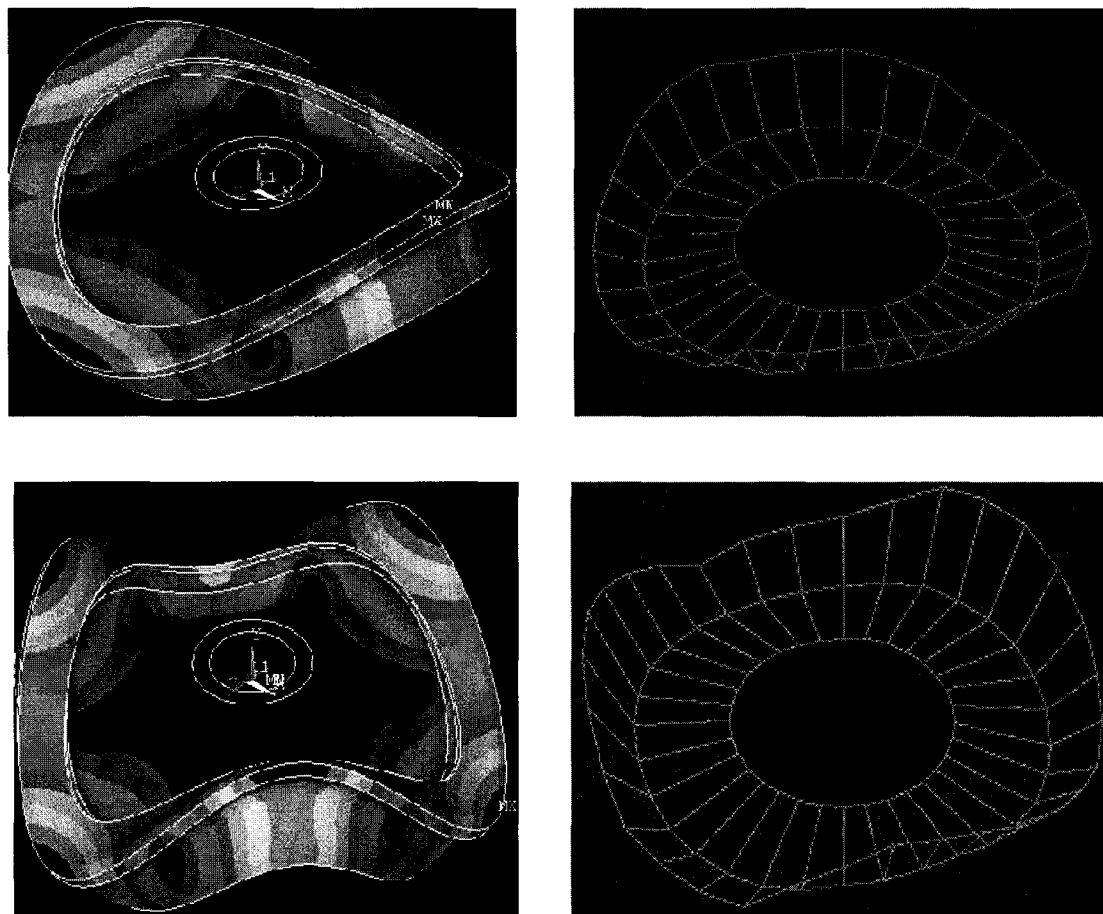


Fig.30. Déformées modales numérique et expérimentale des modes Fvb 2-0 (430 Hz) et 3-0 (1119 Hz)

### 3.1.4. Bilan

Cette étape permet de valider les modèles numériques développés par comparaison de leurs bases modales avec celle obtenue expérimentalement. Une étude de sensibilité sur le nombre d'éléments circonférentiels a permis de déterminer une taille de modèle optimisée, avec une erreur inférieure à 1 % sur la bande de fréquence de 0 à 8000 Hz. Une classification des différents modes de roue est proposée en trois types. L'étude expérimentale confirme la détermination de l'amortissement annoncé dans le chapitre 1 avec une valeur moyenne de 0.03 %.

Connaissant maintenant les déformées modales, il s'agit de mettre en évidence les modes excités lors du passage en courbe. Cependant, avant de prendre en compte les conditions de contact roue-rail, nous nous sommes attardés sur le problème vibro-acoustique sous une excitation simplifiée.

## 3.2. MODELE D'EXCITATION SIMPLIFIEE : HARMONIQUE LINEAIRE

Les efforts au contact lors d'un passage en courbe ne sont a priori pas connus si ce n'est l'existence d'une composante latérale issue de l'angle d'attaque entre la roue et le rail.

Dans un premier temps, nous supposons que **les efforts de contact sont ponctuels et décomposables en deux composantes : l'une radiale simulant la charge sur la roue supposée statique de 100 kN et l'autre axiale simulant le glissement de la roue sur le rail supposée harmonique égale à 1000 N [Brunel\_2004<sup>b</sup>].**

L'objectif est de développer un modèle numérique simple permettant de simuler le comportement vibroacoustique de la roue.

### 3.2.1. Principe de modélisation

Suivant l'hypothèse de couplage faible entre le fluide et la structure, il est possible de résoudre séparément le problème de structure et le problème acoustique. Une étude harmonique permet, dans un premier temps, de déterminer les déplacements de la peau de la roue, ces déplacements sont ensuite introduits au niveau du calcul acoustique. Il est alors possible de connaître les niveaux de pression ou de puissance acoustique émis par la roue seule (fig.31).

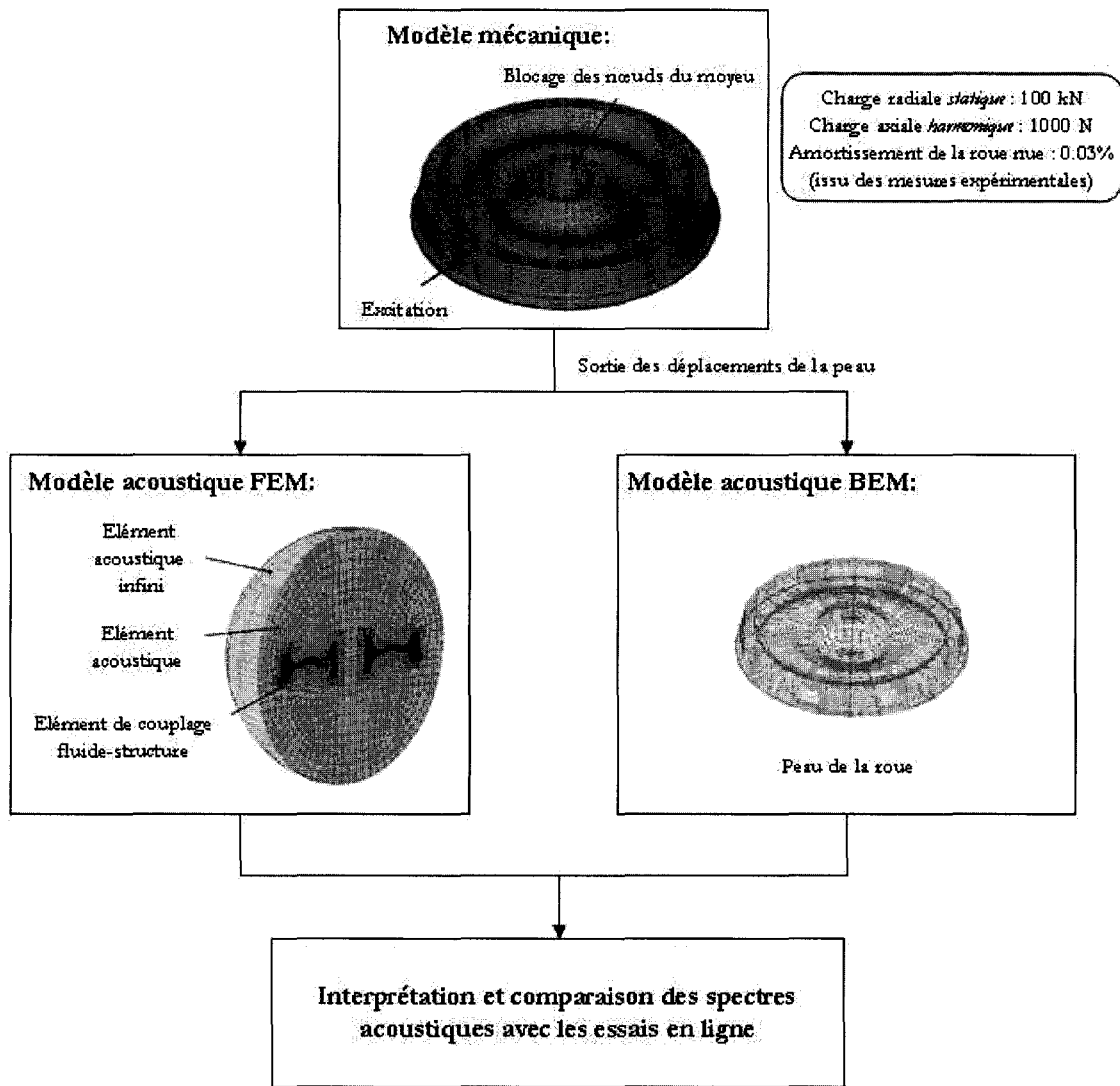


Fig.31. Algorithme de calcul vibroacoustique avec excitation harmonique

#### Résolution du problème mécanique

Deux étapes peuvent être distinguées dans la résolution. La première est un équilibre statique permettant la prise en compte de la charge sur la roue (effort statique de 100 kN). La seconde phase est la résolution harmonique avec la prise en compte de la déformée statique. Une méthode de

superposition modale est utilisée dans la bande de fréquence de 0 à 4000 Hz avec un pas de 1 Hz. Cette méthode utilise la base modale obtenue précédemment (de 0 à 8000 Hz) et calcule l'amplitude des déplacements en fonction de la participation de chaque mode. Un amortissement modal moyen de 0.03 % est utilisé, issu de l'analyse modale expérimentale.

### Résolution du problème acoustique

Les problèmes d'acoustique externe impliquent généralement une structure plongée dans un milieu infini, homogène et non visqueux. Deux types d'approches sont utilisées : la méthode des **éléments finis (FEM)** et la méthode des **éléments frontières (BEM)**. Dans les deux cas, la modélisation de la propagation des ondes en champ lointain nécessite de valider la condition de rayonnement de Sommerfeld, qui traduit le non retour des ondes acoustiques et leur propagation vers l'infini.

### Méthode des éléments finis

La méthode par éléments finis consiste à tronquer le domaine illimité par l'introduction d'une surface absorbante à une certaine distance de la structure, typiquement à  $\frac{D}{2} + 0.2\lambda$  avec  $D$  le diamètre de la structure et  $\lambda$  la longueur dominante des ondes de pression. La grandeur acoustique exploitée est la puissance acoustique rayonnée au travers de la surface fermée.

Le calcul est réalisé à partir des déplacements de la peau de la roue, issus du calcul harmonique. Le modèle FEM utilisé est présenté sur la fig.31. Il comprend trois types d'éléments :

- un élément d'interface fluide-structure, en contact avec la structure et muni de quatre degrés de liberté (déplacements et pression). Il permet de prendre en compte les déplacements du profil extérieur de la roue issus du calcul harmonique,
- un élément acoustique intermédiaire avec un seul degré de liberté : la pression,
- un élément infini acoustique, placé sur une sphère centrée sur la roue.

La puissance moyenne temporelle rayonnée  $\bar{W}$  à travers la surface fermée  $S$  (ici la sphère) résulte de l'intégration de l'intensité acoustique moyenne  $\bar{I}_n$  sur la surface fermée de normale  $\vec{n}$  (l'intensité acoustique étant une grandeur complexe correspondante au produit de la pression acoustique et de la vitesse).

De part la modélisation par éléments finis, cette intégration est remplacée par la somme discrète sur les  $M$  points de la surface telle que :

$$\bar{W} = \iint_S \bar{I}_n dS \cong \sum_{j=1}^M \Delta S_j \bar{I}_n(j) \quad (3.4)$$

En raison de la large bande de puissance, on a recours à une échelle logarithmique. On raisonne de plus par rapport à une puissance de référence telle que le niveau de puissance acoustique est donné par :

$$L_w = 10 \log \frac{\bar{W}}{W_{ref}} \quad (3.5)$$

avec  $W_{ref} = I_{ref} S_{ref}$ . L'intensité acoustique de référence  $I_{ref}$  correspond à celle d'une onde plane progressive de pression  $p_{ref}$  telle que  $I_{ref} = 1 \text{ pW.m}^{-2}$ , en prenant  $S_{ref} = 1 \text{ m}^2$  et  $W_{ref} = 1 \text{ pW}$ .

La puissance acoustique présente l'intérêt de caractériser la puissance globale rayonnée par la roue. Elle présente cependant l'inconvénient de ne pas être représentative du bruit audible. Pour cela, il faut raisonner en pression acoustique, liée à une distance d'audition. On part alors du fait que la puissance résulte du produit de l'intensité par la surface. En se plaçant à une certaine distance de la

roue, on peut calculer la surface de la sphère correspondante et déduire de la puissance, supposée constante, l'intensité. Comme on suppose qu'au delà de la sphère considérée dans le calcul FEM, la propagation se fait en onde plane, la pression acoustique peut être déduite de l'intensité.

### Méthode des éléments frontières

Contrairement à la méthode des éléments finis, il n'est pas nécessaire de mailler le domaine fluide. De plus, la durée du calcul ne dépend pas de la taille du domaine considéré. Deux maillages doivent être définis dans le cadre d'une modélisation par éléments frontières :

- le maillage acoustique, constitué d'éléments quadratiques sur lequel est projeté le modèle structure pouvant être de forme et de tailles d'éléments différentes de la peau, mais devant respecter la règle du quart de la longueur d'onde pour la taille maximale des éléments,
- le second maillage qui correspond quant lui à l'antenne. Il est constitué d'éléments quadratiques, seuls les noeuds qui représentent les différents points de mesure sont importants. Le maillage représente une antenne acoustique constituée de microphones. Il permet de visualiser les champs de pression, de vitesse et d'intensité acoustique.

La puissance acoustique est évaluée sur la peau de la roue par conversion des déplacements introduits en différence de pression acoustique.

### 3.2.2. Réponse vibratoire de la roue

La fig.32 présente les déplacements moyens du voile et du boudin de la roue, obtenus dans la gamme de fréquence de 0 à 4000 Hz avec un pas de 1 Hz. En dessous de 1000 Hz, les déformations du boudin prédominent alors qu'au delà de 1000 Hz, ce sont celles du voile.

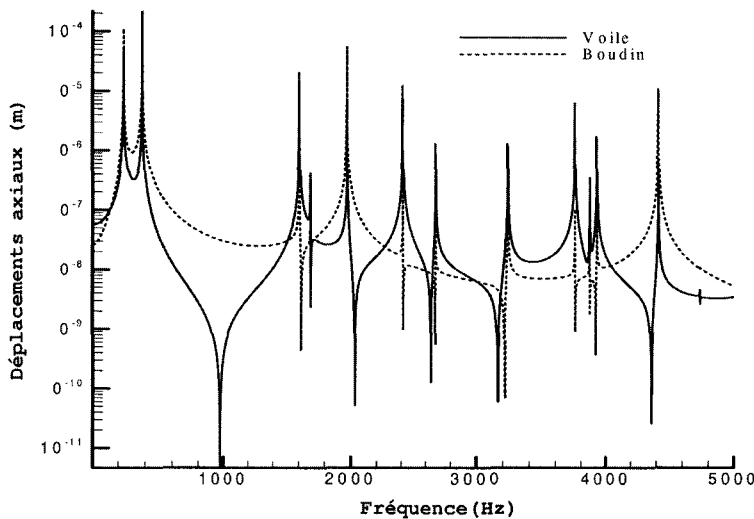


Fig.32. Spectre de déplacement de la roue

### 3.2.3. Rayonnement acoustique de la roue

La fig.33 présente l'évolution de la puissance rayonnée par la roue par les deux méthodes développées ci-dessus. Les niveaux de puissance acoustique obtenus sont cohérents avec ceux mesurés en ligne, supérieurs à 100 dB. La conversion de ces résultats en pression acoustique donne des niveaux supérieurs à 100 dB à 3 mètres de la roue.

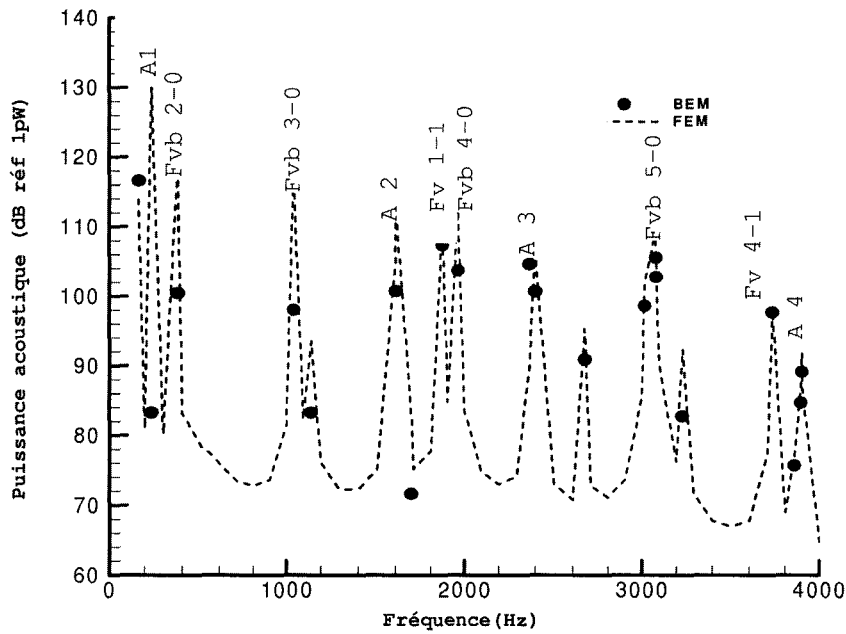


Fig.33. Puissance acoustique rayonnée calculée (FEM & BEM)

On observe une bonne corrélation entre les résultats FEM et BEM, ce qui permet de valider le module de calcul de la puissance acoustique du calcul par éléments finis.

Cependant un écart est observé pour les fréquences inférieures à 1000 Hz entre les deux méthodes. Ceci semble être dû à la taille du maillage éléments finis. Par hypothèse, avec l'utilisation des éléments de surface infinis, les ondes acoustiques à l'extérieur de la surface sont approximées à une propagation par ondes planes. De ce fait, le maillage doit être grossier spécialement à basse fréquence.

La fig.34 présente l'évolution du champ de pression acoustique sous excitation de la roue sur le mode Fvb3-0. L'onde issue de la vibration du bandage de roue se propage le long du voile.

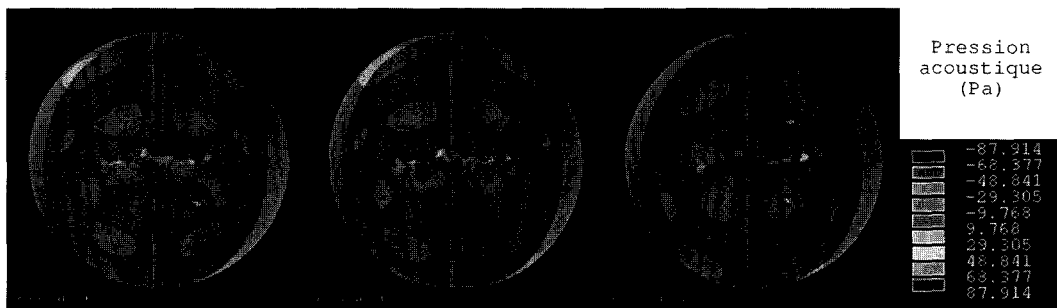


Fig.34. Propagation des ondes acoustiques par FEM (Fvb 3-0, 1119 Hz)

### 3.2.4. Bilan

Deux méthodes de résolution du problème vibro-acoustique ont été présentées. Une bonne corrélation entre les résultats FEM et BEM est obtenue. Le spectre acoustique comporte de multiples raies correspondant à l'excitation des modes de type A et Fvb. Les niveaux de puissance



acoustique obtenus sont compris entre 100 et 130 dB, niveaux en accord avec les résultats expérimentaux. Cette bonne approximation du rayonnement acoustique doit être soulignée, elle pourra s'avérer pertinente quelque soit le modèle mécanique en amont.

On note cependant sur le résultat final que trop de modes sont excités. Ceci provient de l'excitation mécanique de type harmonique qui conduit à un spectre large bande.

Il s'agit alors de mieux caractériser l'excitation au point de contact roue-rail. C'est l'objet du paragraphe suivant.

### 3.3. PRISE EN COMPTE DES CONDITIONS DE CONTACT

Depuis la publication des travaux de Rudd [Rudd\_1976], de nombreux modèles de crissement en courbe ont été proposés, ils seront développés dans la suite. Tous ces travaux sont basés sur le même mécanisme d'apparition : une décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement. L'angle d'attaque issu de la dynamique du bogie en courbe (la roue glisse latéralement sur le rail en addition avec la phase de roulement dans la direction longitudinale) est associé à des forces latérales de glissement (fig.35). Ces efforts, à l'origine d'un comportement instable de la roue, conduisent à l'apparition de vibrations auto-entretenues et à une émission acoustique.

Dans les modélisations des vibrations de la roue, les principales différences proviennent des hypothèses de modélisation des impédances mécaniques de la roue et du rail : analytique, FEM, avec ou sans dynamique verticale, les forces de contact et le rayonnement acoustique de la roue. Plusieurs auteurs ont également pris en compte la rugosité de la roue et du rail ou la rotation de la roue.

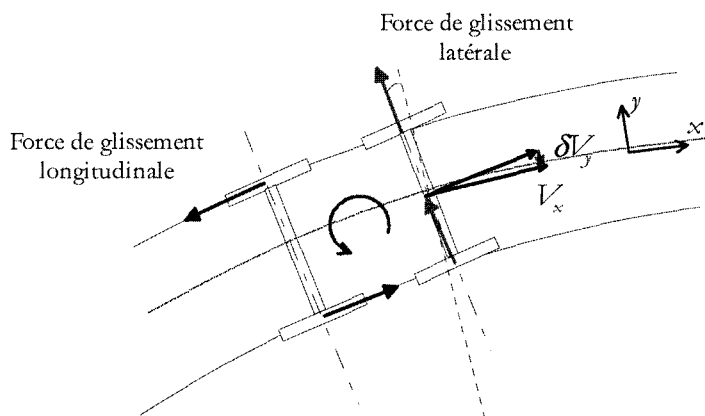


Fig.35. Forces lors d'un passage en courbe

Le problème étant fortement non linéaire, une autre différence est la méthode utilisée pour prédire le comportement dynamique à long terme de la roue : linéarisation des équations ou intégration numérique.

Malgré ces diverses modélisations, l'influence des paramètres cinématiques, mécaniques et de contact sur l'occurrence et le spectre acoustique n'est toujours pas clairement établie. Le problème central est la prédiction du comportement vibratoire du système. La dynamique du bogie et le rayonnement acoustique seront vus comme des problèmes secondaires. Les paramètres importants issus des observations expérimentales sont d'abord discutés.

### 3.3.1. Paramètres influents issus des mesures expérimentales

#### 3.3.1.1. Occurrence du crissement et glissement latéral

Des essais en ligne sur différentes applications, métro MF77 et tramway de Grenoble, pour différentes vitesses longitudinales (de 10 à 40 km/h) ont permis de mettre en évidence certains points [Vincent\_2004<sup>a</sup>] :

- pour le métro et le tramway, les niveaux de crissement les plus élevés sont relevés sur la roue intérieure de l'essieu de tête, ces observations sont concordantes avec celles de la RATP [Connan\_1993],
- durant les deux campagnes d'essais, aucun crissement issu des chocs des flancs de la roue sur le rail n'a été observé.

Cependant, les essais en ligne ne permettent pas de mettre en évidence les paramètres importants sur l'occurrence du crissement, les résultats sont tributaires de la dynamique globale du bogie voire de la rame. Dès lors, des essais à échelle réduite ont été développés afin de réaliser des études paramétriques (échelle 1/3 chez TNO [Kooijman\_2000] et échelle 1/4 dans le cadre du PREDIT « Crissement » [Vincent\_2004<sup>b</sup>]). Les résultats montrent deux paramètres prépondérants : le niveau de pression sonore augmente avec la vitesse longitudinale et le glissement latéral (angle d'attaque).

La fig.36 présente l'évolution du niveau de pression acoustique en fonction de l'angle d'attaque. Il semble exister un angle d'attaque limite pour lequel le crissement intervient, le mode Fvb2-0 étant le mode principalement excité. Pour des angles d'attaque positifs importants, le niveau de pression acoustique diminue à cause du contact des flancs de la roue sur le rail. Sur l'application échelle 1/4, la position du point de contact entre la roue et le rail n'a quasiment pas d'influence sur l'occurrence et le niveau du crissement, sauf si le contact a lieu sur les flancs de la roue. Il en est de même pour l'influence du chargement normal.

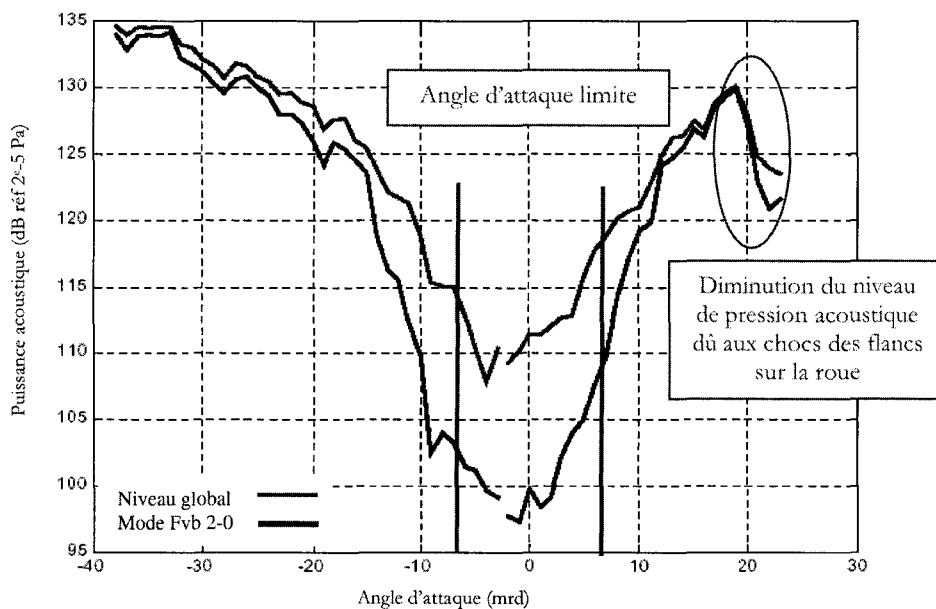


Fig.36. Influence de l'angle d'attaque sur le niveau de pression acoustique [Vincent\_2004<sup>b</sup>]

Ces résultats sont cohérents avec les observations expérimentales lors d'essais en ligne. Notons cependant que sur les essais à échelle 1/4, seul le mode Fvb2-0 est identifié comme mode crissant, alors que les autres modes sont observés sur les spectres lors d'essais à échelle réelle.

### 3.3.1.2. Occurrence du crissement et loi de frottement

La mesure globale des efforts latéral et vertical au niveau de l'essieu ou de la roue permet de déterminer la loi de frottement. Le coefficient de frottement dépend de différents paramètres comme la géométrie et l'état des surfaces en contact, la charge normale et le plus important, le glissement latéral. Des relevés sur bancs d'essais échelle 1/3, montrent l'influence du crissement sur la loi de frottement en fonction du glissement latéral [Kooijman\_2000]. Lorsque le crissement apparaît, le coefficient de frottement chute de façon significative, par rapport au cas non crissant (fig.37a). Cette chute intervient pour un angle de  $0,4^\circ$ , notons que cette valeur est équivalente à 7mrd (angle limite que l'on trouve dans la littérature). Dès lors, le crissement est généralement associé à une décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement (correspondant au glissement latéral). Cependant, cette conclusion doit être modérée. Le crissement peut apparaître sans l'observation d'une pente négative sur le coefficient de frottement moyen (fig.37b). Ceci n'est finalement pas surprenant compte tenu des considérations sur la physique du contact discutées dans le chapitre 2. Le coefficient de frottement n'est qu'une conséquence macroscopique de ces phénomènes.

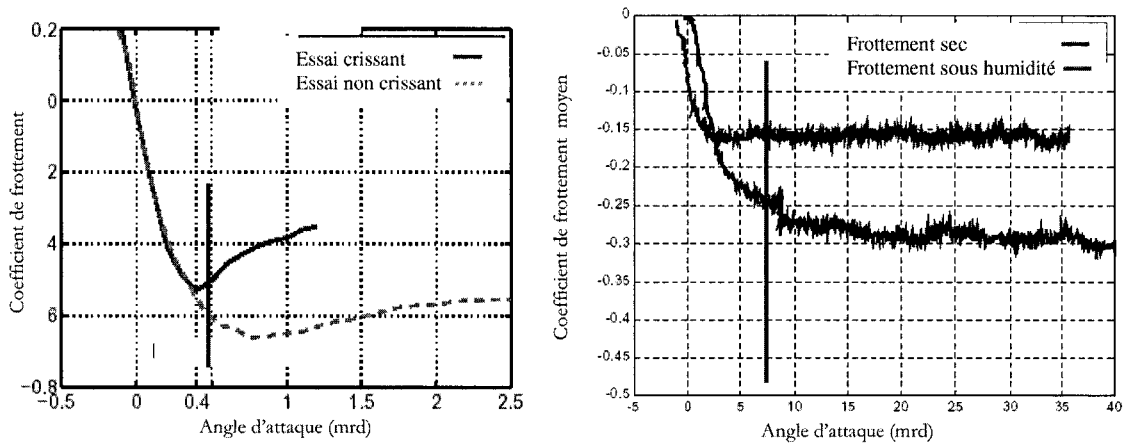


Fig.37. Coefficient de frottement mesuré sur bancs d'essais :  
(a) [Kooijman\_2000], (b) [Vincent\_2004<sup>b</sup>]

### 3.3.1.3. Occurrence du crissement et glissement longitudinal

Récemment, des mesures ont été réalisées avec prise en compte du glissement longitudinal combiné au glissement latéral [Monk-Steel\_2004]. Il a ainsi pu être mis en évidence, que pour le même niveau de glissement latéral, un crissement intermittent avec la présence de glissement longitudinal. La prise en compte de ce glissement réduit de façon significative le coefficient de frottement latéral et supprime le phénomène de stick-slip.

Il a pu être mis en évidence l'influence de l'angle d'attaque et de la loi de frottement sur les conditions d'occurrence du crissement. Le glissement longitudinal a tendance à réduire le phénomène. Dès lors les modélisations proposées devront inclure les deux paramètres prépondérants : l'angle d'attaque au travers de la vitesse de déplacement latéral et la loi de frottement par une dépendance avec le glissement latéral.

### 3.3.2. Modélisations proposées pour le crissement en courbe

On propose ici de présenter les modèles existants pour l'étude du crissement en courbe en commençant par une modélisation de la relation entre l'effort de glissement et le glissement. Dans un second temps, les différentes approches pour l'identification des modes crissants sont présentées.

Dans les applications avec contact roulant, théorie qui diffère relativement de celle du frottement sec de par le fait que les phénomènes de glissement ont un rôle important, une illustration de la relation entre les efforts et les glissements est présentée sur la fig.38 [Verheijen\_1999].

Pour de faibles efforts tangentiels, l'élasticité des matériaux de la roue et du rail permet l'existence dans l'aire de contact de zones de glissement et d'adhésion. La relation entre l'effort et le glissement est alors linéaire. L'augmentation des efforts de glissement conduit à une réduction des zones d'adhésion et à une augmentation des zones de glissement. Les efforts augmentent jusqu'à une valeur maximale, dite de saturation où toute l'aire de contact est en glissement. Avec l'augmentation de la vitesse, le coefficient de frottement dynamique peut ou non décroître avec la vitesse de glissement.

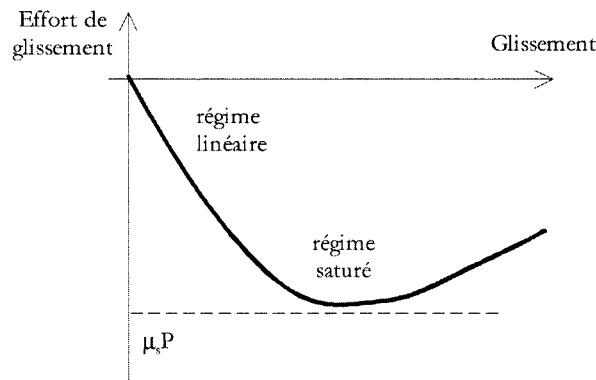


Fig.38. Relation entre effort de glissement et glissement ( $\mu$  ; coefficient de frottement,  $P$  charge normale) [Verheijen\_1999]

A priori, l'effort latéral de glissement est fonction de trois degrés de liberté (glissement longitudinal  $\xi_x$ , latéral  $\xi_y$  et rotation  $\xi_{\phi}$ ) :

$$\frac{F_x}{\mu F_x} = F_x(\xi_x, \xi_y, \xi_{\phi}, \frac{a}{b}, \nu) \quad (3.6)$$

### 3.3.2.1. Modélisation de la relation entre l'effort de glissement et le glissement

- *Régime linéaire*

La théorie du contact roulant a été développée par Kalker [Kalker\_1990]. Sa théorie linéaire décrit la relation effort-glissement entre deux solides en contact roulant pour de faibles glissements. Dans le cas du glissement longitudinal, la force de glissement  $F_x$  augmente linéairement avec le glissement  $\xi_x$  :

$$F_x = -G a b C_{11} \xi_x \quad (3.7)$$

Avec  $G$  le module de cisaillement, les matériaux de la roue et du rail sont supposés identiques,  $a$  et  $b$  les demi-axes de l'ellipse de contact. Le coefficient  $C_{11}$  dépend du coefficient de Poisson des matériaux de la roue et du rail et du rapport  $a/b$ . Le signe négatif indique que la force agit dans le sens contraire du glissement. Notons que l'équation (3.7) ne dépend pas du coefficient de frottement.

Le glissement latéral  $\xi_y$  produit un effort correspondant  $F_y$ . Cependant, l'aire de contact est inclinée d'un angle par rapport à l'horizontal, une vitesse de rotation relative autour de l'axe perpendiculaire à l'aire de contact existe, donnant naissance à un glissement de rotation  $\xi_{\phi}$ . Ce glissement n'est généralement signifiant que dans le cas du contact des flancs de la roue sur le rail. Ces deux glissements génèrent un effort latéral et un moment. Pour de faibles valeurs de glissement, la théorie linéaire donne :

$$\begin{aligned} F_y &= -GabC_{22}\xi_y - G(ab)^{3/2}C_{23}\xi_{\varphi} \\ M &= G(ab)^{3/2}C_{23}\xi_y - G(ab)^2C_{33}\xi_{\varphi} \end{aligned} \quad (3.8)$$

• Régime saturé

Les efforts de glissement ne peuvent cependant pas dépasser  $\mu P$ , où  $\mu$  est le coefficient de frottement et  $P$  la charge normale. Kalker a développé un modèle numérique non linéaire permettant de déterminer les efforts de glissement [Kalker\_1990]. Cependant, une approximation de la saturation peut être avancée [Vermeulen\_1964] :

$$F_i = \begin{cases} -\mu_0 N (\xi_i' - \frac{1}{3}\xi_i'^2 + \frac{1}{27}\xi_i'^3) & \text{pour } \xi_i' < 3 \\ -\mu_0 N & \text{pour } \xi_i' \geq 3 \end{cases} ; \xi_i' = \frac{GC_{ii}ab}{\mu_0 N} \xi_i, \text{ pour } i = x, y \quad (3.9)$$

Pour des faibles glissements, ce développement approxime le théorie linéaire de Kalker. Une fonction cubique est utilisée pour limiter la force de glissement. Au-delà de la saturation, l'effort de frottement est maintenu à ce niveau compte tenu de la non prise en compte de l'affaiblissement du coefficient de frottement avec le glissement.

Cet affaiblissement peut être pris en compte par l'utilisation de l'expression semi-analytique donnée par Kraft [Kraft\_1967] :

$$\mu_0(v) = \mu_s \left\{ 1 - 0.5e^{-0.138/|v|} - 0.5e^{-6.9/|v|} \right\} \quad (3.10)$$

Où  $\mu_s$  est le coefficient de frottement statique. La vitesse de glissement  $v$  peut être exprimée à partir du glissement longitudinal ou latéral et de la vitesse de roulement.

La modélisation des efforts de glissement dans l'aire de contact doit être non linéaire de par les hautes vitesses de glissement, avec une décroissance du coefficient avec la vitesse soit analytiquement [Findberg\_1990] ou numériquement [Périard\_1995].

Deux grandes familles de modèles peuvent être issus de la littérature : on distingue les modèles à déplacement latéral [Heckl\_2000<sup>a</sup>, Heckl\_2000<sup>b</sup>] des modèles à déplacements latéral et radial [De Beer\_2000, Chiello\_2003]. Le premier modèle est basé sur le développement analytique des déplacements par les fonctions de Green. Dans le second modèle, les caractéristiques dynamiques de la roue sont déterminées par la méthode des éléments finis ou par TWINS.

Deux types d'approches sont proposées : une approche fréquentielle permettant la détermination des modes instables [Heckl\_2000<sup>b</sup>, De Beer\_2003] et une approche temporelle permettant la détermination des amplitudes des oscillations [Heckl\_2000<sup>a</sup>, Chiello\_2004].

### 3.3.2.2. Approche fréquentielle

De Beer *et al* proposent une modélisation du crissement en courbe par une approche fréquentielle, incluant la dynamique du contact, de la roue et du rail [De Beer\_2003]. Cependant, la relation entre le coefficient de frottement et la vitesse de glissement doit être linéarisée pour que le calcul dans le domaine fréquentiel soit possible.

La relation entre le coefficient de frottement et la vitesse de glissement est basée sur les travaux de Vermeulen et Kraft, présentée ci-dessus. Pour un contact statique, le coefficient de frottement statique est défini par :

$$\mu_0 = \frac{\tau_R \tau_W}{\tau_R + \tau_W} \frac{\pi ab}{F_0} \tag{3.11}$$

où:  $\tau_R$  et  $\tau_W$  sont les résistances au cisaillement des matériaux du rail et de la roue,

$a$  et  $b$  les demi-axes de l'ellipse de contact de Hertz.

Les forces de contact dans les directions axiale et latérale peuvent être décomposées en une partie constante et une partie dépendante du temps, de plus elles vérifient :

$$F_0 \mu(s_0) + f_y(t) = (F_0 + f_x(t)) \mu(s_0 + \frac{v_{sy}(t)}{V_0}) \tag{3.12}$$

On suppose que les amplitudes de vibration sont très faibles, l'équation (3.12) s'écrit alors, par linéarisation :

$$F_0 \mu(s_0) + f_y(t) \approx F_0 \mu(s_0) + f_x(t) \mu(s_0) + \frac{F_0}{V_0} \frac{\partial \mu(s_0)}{\partial s} v_{sy}(t) \tag{3.13}$$

La transformation de l'équation (3.13) dans le domaine fréquentiel s'écrit par :

$$F_y(\omega) = F_x(\omega) \mu(s_0) + \frac{F_0}{V_0} \frac{\partial \mu(s_0)}{\partial s} V_{sy}(\omega) \tag{3.14}$$

Cette équation donne la force latéral de contact comme une fonction dépendant de la force verticale et du glissement latéral. La dynamique du rail et de la roue est calculée à partir de TWINS [Thompson\_1999], permettant de déterminer les fonctions de transfert  $F_x(\omega)/F_y(\omega)$  et  $V_{sy}(\omega)/F_y(\omega)$ . Alors,

$$F_y(\omega) = H(\omega) F_y(\omega) \approx \left\{ \frac{F_x(\omega)}{F_y(\omega)} \mu(s_0) + \frac{V_{sy}(\omega)}{F_y(\omega)} \frac{F_0}{V_0} \frac{\partial \mu(s_0)}{\partial s} \right\} F_y(\omega) \tag{3.15}$$

La représentation de  $H(\omega)$  est donnée sur la fig.39.

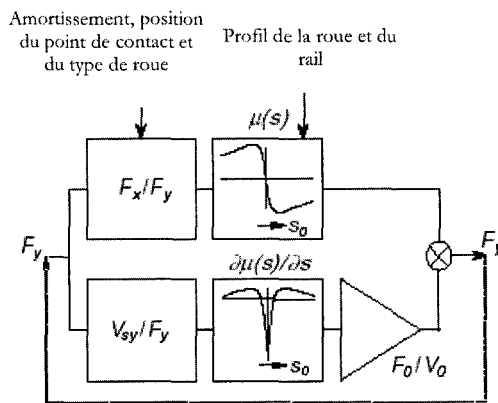


Fig.39. Représentation schématique de la boucle de gain  $H(w)$

L'instabilité du système est obtenue par l'application du critère de Nyquist. De Beer *et al* montrent ainsi que le crissement peut se produire aux fréquences correspondant aux modes axiaux de la roue. La fréquence de crissement correspond à la fréquence pour laquelle le gain est le plus grand. La relation non linéaire entre le coefficient de frottement et le glissement latéral provoque l'apparition d'harmoniques dans le spectre de forces et d'accélération.

### Influence de la position du point de contact

La position du point de contact roue-rail intervient dans les fonctions de transfert  $F_x(\omega)/F_y(\omega)$  et  $V_{sy}(\omega)/F_y(\omega)$ . L'étude de la partie réelle de la boucle de gain permet de déterminer les conditions d'apparition des instabilités et du crissement en fonction de la position du contact  $x_{yw}$  [De Beer\_2003]. Pour le dispositif expérimental échelle 1/3, le modèle prédit une instabilité pour  $x_{yw}s_0 \gg 0$ , condition qui semble vérifiée expérimentalement.

#### 3.3.2.3. Approche temporelle

D'un point de vue transitoire, la solution s'obtient par la résolution dans la base modale du système (3.16) :

$$\dot{\omega} + 2\Xi\Omega\dot{\omega} + \Omega^2\omega = \Phi_x^T(f_x - N) + \Phi_y^T(f_y - T_y) \quad (3.16)$$

par intégration directe par un schéma numérique adapté (explicite avec amortissement numérique pour filtrer les hautes fréquences). Où  $\Xi$  représente la matrice d'amortissement modal et  $\Phi_i^T$  la matrice transposée des vecteurs propres dans la direction  $i$ . Notons que dans cette équation, les dynamiques normale et tangentielle sont prises en compte.

#### 3.3.3. Bilan

Les approches généralement proposées sont de type macroscopique, sans discrétisation fine de l'aire de contact. L'instabilité est alors comprise dans la loi de frottement. Une relation peut souvent être établie entre la décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement et l'occurrence du crissement. C'est pourquoi, dans un premier temps, nous proposons d'utiliser ce type de loi pour identifier les modes crissants.

L'approche proposée de type transitoire permet une détermination des amplitudes des oscillations en plus des modes instables. Néanmoins elle présente l'inconvénient d'augmenter des temps de calcul par rapport à une approche fréquentielle.

Nous rediscuterons de la dépendance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement ultérieurement (§3.5).

### 3.4. MODELE D'EXCITATION : APPROCHE TRANSITOIRE NON LINEAIRE

#### 3.4.1. Modèle d'excitation

On propose de modéliser le contact roue-rail, lors d'un passage en courbe, par un effort ponctuel à deux composantes, comme précédemment, mais avec la composante axiale issue d'une loi de frottement en vitesse latérale [Brunel\_2004<sup>b</sup>]. Ce modèle ne tient pas compte de l'évolution des différents rayons de courbure et de l'aire du contact lors d'un passage en courbe. Les conditions aux limites considérées sont les suivantes (fig.40a) :

- déplacement du moyeu suivant la direction axiale avec une loi du type  $x = Vt$
- effort ponctuel à deux composantes, au contact roue rail :
  - charge normale  $F_n$ ,
  - loi de frottement  $F_t = f(V_g)$  avec  $V_g$  la vitesse de glissement de la roue sur le rail.

Le paramètre le plus influent sur l'apparition du crissement est la relation entre le coefficient de frottement et la vitesse de glissement. Les résultats expérimentaux présentés précédemment (fig.37)

montrent que l'apparition du phénomène de crissement peut coïncider avec une singularité importante du coefficient de frottement. De multiples lois de frottement plus ou moins complexes peuvent être formulées afin de prendre en compte ce phénomène. On s'intéresse, ici, essentiellement à deux lois permettant de mettre en évidence l'influence de la présence d'un maximum sur la loi de frottement (fig.40b).

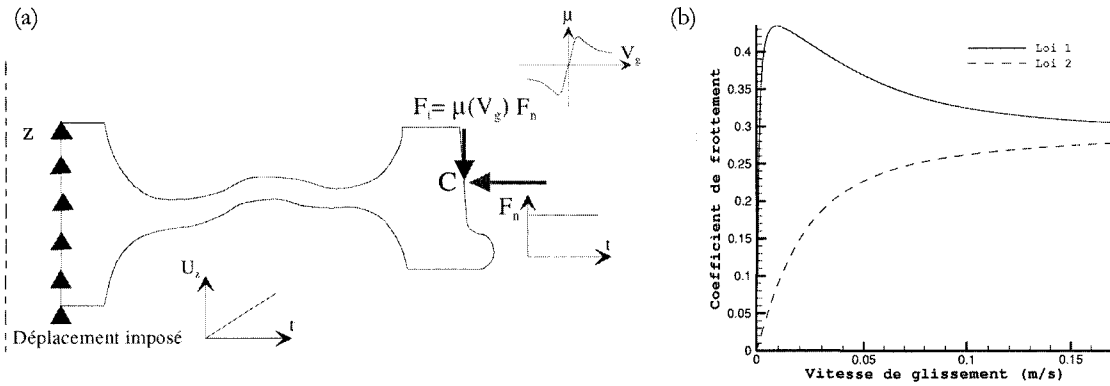


Fig.40. Modèle de roue avec excitation de type crissement

La fonction d'approximation du comportement collant-glissant est donnée, pour la loi 2 par une fonction du type :  $\mu = \frac{2}{\pi} \arctan\left(\frac{V_g}{C}\right)$  avec  $C$  la vitesse relative de glissement. La décroissance du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement, pour la loi 1, est du type  $\mu = \frac{2}{\pi} \left( \arctan\left(\frac{V_g}{C}\right) \right) (\mu_d + (\mu_s - \mu_d) e^{-\alpha V_g})$  avec  $\mu_s$  et  $\mu_d$  les coefficients de frottement respectivement statique et dynamique.

### 3.4.2. Modèle de calcul

Une modélisation 3D de la roue, en régime transitoire, avec un algorithme de contact pourrait être envisagée, mais elle engendrerait des temps de calculs importants, compte tenu de la taille du modèle. On préfère adopter un modèle axisymétrique de la roue soumise à un chargement non-axisymétrique, avec décomposition en série de Fourier des déplacements de la roue et du chargement. L'origine angulaire  $\theta$  est choisie de telle sorte que le chargement soit une fonction paire en  $\theta$ , la série correspondante ne comporte alors que des termes en cosinus.

Les champs de déplacements associés sont :

$$u_r = \sum_n u_{rn} \cos n\theta, \quad u_z = \sum_n u_{zn} \cos n\theta, \quad u_\theta = \sum_n u_{\theta n} \sin n\theta \quad (3.17)$$

Le calcul se fait indépendamment pour chaque terme de la série de Fourier ; généralement la convergence est atteinte pour  $n = 4$  ou  $5$ . La rapidité de cette convergence est évidemment dépendante de la série de Fourier du chargement ; plus le chargement est continu plus la série correspondante est convergente et plus la série des déplacements est donc elle même rapidement convergente. Le cas le plus défavorable est celui d'une force concentrée  $P$ , qui est notre cas ici, dont la série est :

$$P = \frac{P}{\pi} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P}{2\pi} \cos n\theta \quad (3.18)$$

pour laquelle il est nécessaire d'aller jusque  $n = 7$  (7 ondulations circonférentielles), soit 8 calculs à mener simultanément. Les déplacements des nœuds du moyeu ne sont appliqués que sur le mode 0 (axisymétrique), puisqu'ils correspondent à un déplacement axial complet de l'essieu.



Compte tenu de la non linéarité imposée par le contact roue-rail, celui-ci est calculé séparément à incréments de temps successifs du calcul transitoire, suivant l'algorithme décrit

fig.41a. La sensibilité de la loi de frottement en vitesse impose un pas de temps très faible, de l'ordre de 10  $\mu$ s.

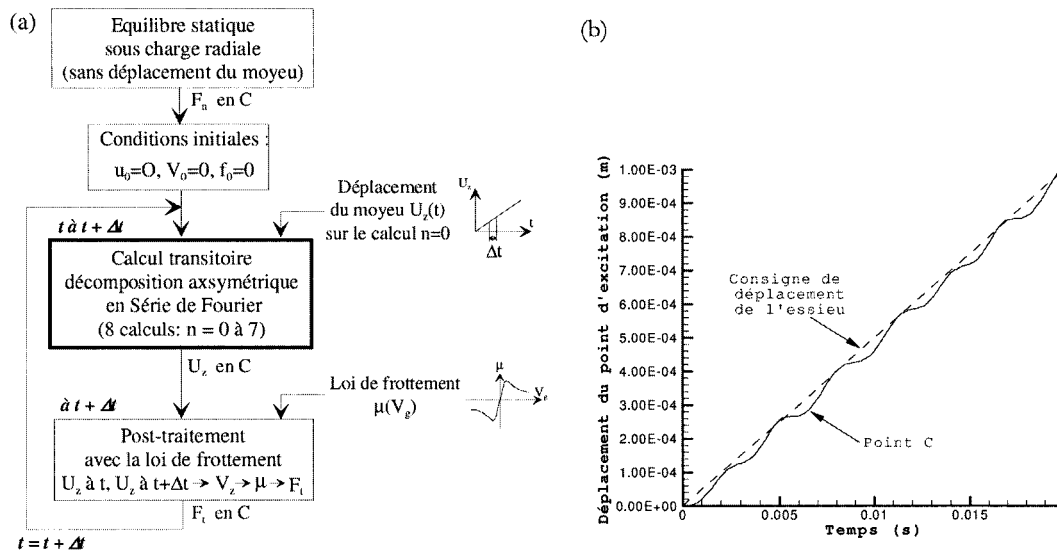


Fig.41. Calcul transitoire avec loi d'excitation de type "crissement"

### 3.4.3. Résultats

Compte tenu de l'algorithme de résolution adopté, le champ de déplacement en tout point de la roue peut être évalué en sommant les termes de la série de Fourier de 0 à 7. Cependant l'étude du déplacement d'un point de la roue n'apporte que peu d'informations dans le domaine temporel, hormis la vérification au point C de l'oscillation issue de la loi de frottement (

fig.41b).

Une transformation de Fourier dans le domaine fréquentiel permet d'obtenir, pour chaque terme de la série (donc pour chaque nombre d'ondulations), le spectre de déplacement en chaque point de la roue. La fig.42 présente les spectres des vitesses vibratoires du point de contact pour les six premières ondulations dans la gamme de fréquence de 0 à 4000 Hz. Pour les termes d'ordre 6 et 7, aucune fréquence propre de la roue n'est comprise dans la gamme de fréquence considérée.

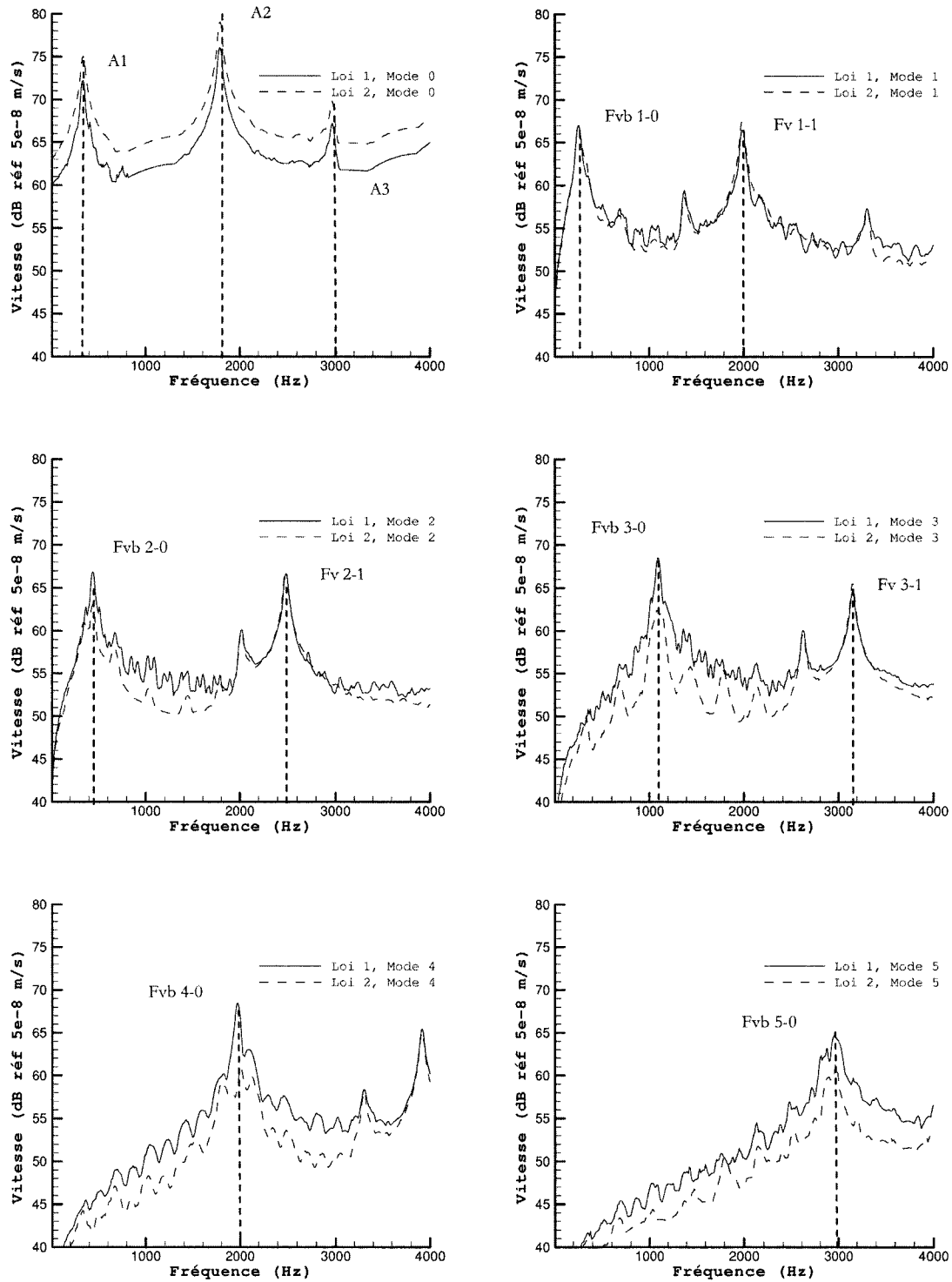


Fig.42. Vitesse vibratoire du point de contact pour différents termes  $n$  de la série (nombre d'ondulations)

Pour les deux lois de frottement macroscopiques, on observe l'apparition de raies associées à l'excitation de certains modes de la roue. Tous ces modes présentent une déformée modale du bandage de la roue (mode Fv et Fvb). Le nombre de modes excités est réduit par rapport l'approche harmonique précédente.

Ce modèle prend implicitement en compte le couplage entre les dynamiques normales et latérales. Ceci justifie que certains modes sont excités même sans décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement. La saturation de la loi de frottement entraîne une augmentation des amplitudes des vitesses vibratoires d'environ 10 dB pour les modes avec 3, 4 et 5 ondulations circonférentielles.

### **3.4.4. Bilan**

L'approche transitoire permet une prise en compte de la loi de frottement. Par l'utilisation d'une décomposition de Fourier des champs de déplacement et d'efforts, il est possible de simuler le comportement en courbe d'une roue ferroviaire. Les résultats interprétés en réponse vibratoire mettent en évidence la participation importante du bandage de la roue.

La question est maintenant de savoir s'il est possible, à partir de ces résultats, d'identifier précisément les modes crissants. La réponse est positive mais doit être nuancée :

- A première vue, les modes de type Fvb ont une participation importante sur les émissions acoustiques liées au crissement. Ce qui concorde avec les spectres expérimentaux (fig.42), même si quelques modes supplémentaires semblent être excités dans la modélisation.
- Cependant, nous avons vu dans l'étude bibliographique que l'instabilité de crissement n'est pas à relier directement à la décroissance du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement. Dans ce modèle, les modes excités sont alors tributaires de la loi de frottement macroscopique. Ceci est l'une des limites de la méthode et limite alors l'interprétation des phénomènes physiques à l'origine de l'instabilité.

Pour s'affranchir de la loi de frottement macroscopique, on propose d'étudier plus particulièrement les phénomènes mis en jeu dans l'aire de contact ainsi que ses conséquences sur la réponse de la roue. Pour cela, l'approche proposée est basée sur les instabilités du glissement stationnaire.

## **3.5. CRISSEMENT EN COURBE : UNE INSTABILITE DU GLISSEMENT STATIONNAIRE ?**

Comme il a déjà pu être mentionné précédemment, l'approche basée sur les instabilités du glissement stationnaire est à notre sens une voie prometteuse pour l'étude du crissement. Elle introduit une discrétisation de l'aire de contact et permet de s'affranchir de la dépendance en vitesse du coefficient de frottement.

Cette approche, intéressante pour la compréhension des phénomènes mis en jeu dans la zone de contact, est cependant très récente et n'a jamais été appliquée à des structures réelles. On propose, ici, à titre de perspectives, une première modélisation dans le cas du crissement en courbe des roues ferroviaires.

### **3.5.1. Modèle numérique**

Il est composé d'une roue considérée comme un corps élastique en contact sur la tête d'un rail supposée élastique (fig.43). Les paramètres matériaux de la roue et du rail sont supposés identiques. Compte tenu de l'approche, il est nécessaire de raffiner les zones potentielles de contact. Dans celles-ci, la taille des éléments est ici voisine de 0.5 mm, ce qui conduit à un modèle conséquent, composé de 13977 éléments et 4762 nœuds.

Les méthodes de résolution explicite nécessitent des pas d'intégration très faibles afin de respecter les critères de stabilité des schémas. La durée de la simulation est ici de 0.1 s avec un pas de temps

de  $4.5 \times 10^{-8}$  s (soit un nombre d'itérations voisin de 2 000 000). Seuls 10000 résultats sont sauvegardés à intervalle de temps régulier ( $1 \times 10^{-5}$  s) afin de limiter la taille des fichiers.

La roue est soumise à une charge statique normale de 100 kN. Une vitesse axiale est imposée au niveau du moyeu de la roue simulant le glissement latéral de la roue sur le rail. Le coefficient de frottement à l'interface, égal à 0.5 est uniforme et constant.

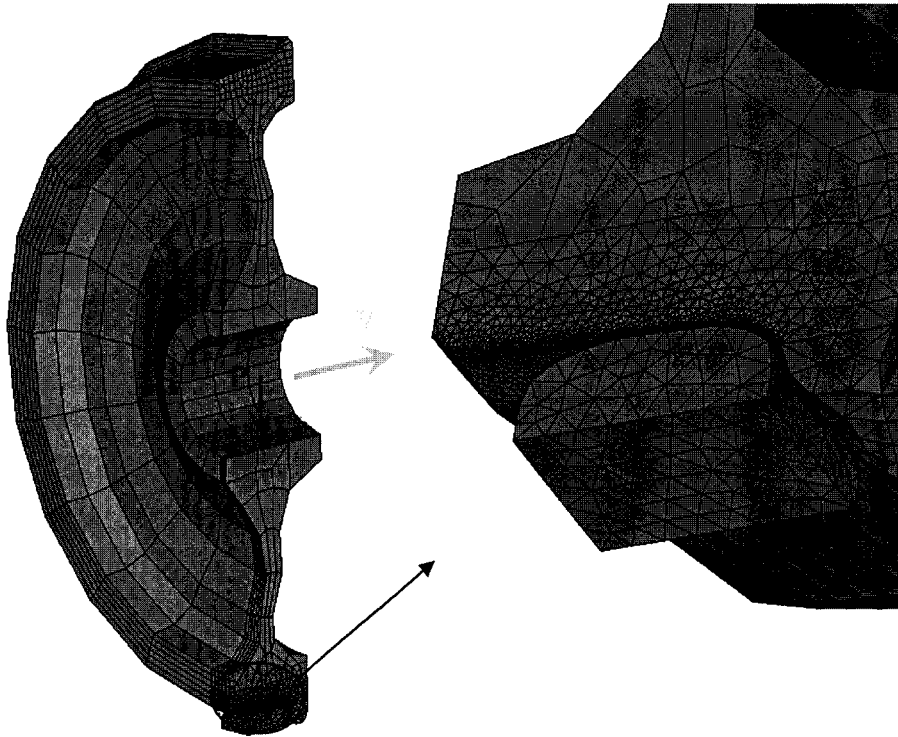


Fig.43. Maillage de la roue et conditions aux limites

### 3.5.2. Résultats

L'étude transitoire conduit à des variations des surfaces en contact avec une succession d'états d'adhérence et de glissement. Ces variations sont illustrées sur la fig.44 où sont présentés, à titre d'exemple, quelques états successifs de distributions des contraintes normales sur la table de roulement de la roue. La localisation des zones de contact entraîne des contraintes normales de contact qui peuvent atteindre des valeurs supérieures à celles de la pression appliquée (fig. 44).

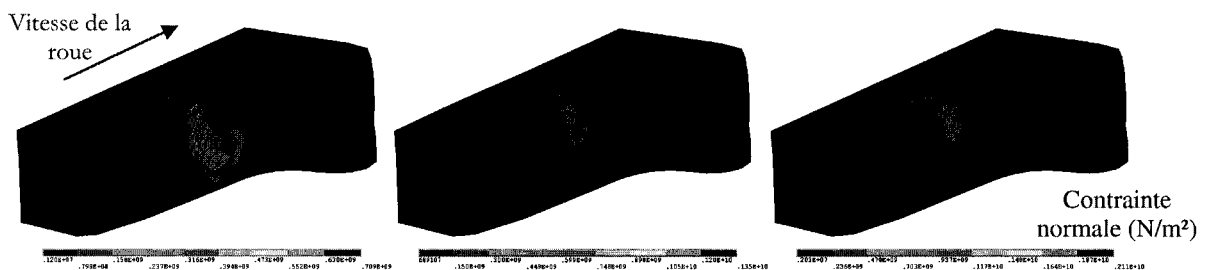


Fig. 44. Evolution de la contrainte normale dans l'aire de contact

Ainsi, il peut être observé des contraintes normales de l'ordre de 2130 MPa, qui auront des conséquences sur la dégradation des états de surface de la roue et du rail.

On s'intéresse dans un premier temps plus précisément à la cinématique d'un point de la zone de contact avant d'étudier plus globalement le comportement de la roue.

Cinématique d'un point de la zone de contact

La réponse pour chaque point de la zone de contact est différente, on s'intéresse plus particulièrement au comportement du point initialement situé sur l'axe de roulement (Fig.1).

Au cours de la simulation, le frottement entre les deux corps engendre des instabilités au niveau de la surface de contact par l'apparition d'ondes d'« adhérence-glissement-décollement ». Ces instabilités sont à l'origine des vibrations dans les premiers corps et dans le mécanisme.

L'instabilité se caractérise par la formation d'ondes d'« adhérence-glissement-décollement ». La fig.45 présente l'évolution de la trajectoire d'un point de la zone de contact ainsi que le cycle limite dans le plan des phases. On peut suivre graphiquement le point de contact : en A l'état de contact passe de l'adhérence au glissement jusqu'en B où l'état redevient adhérent. Le cycle limite présente une zone d'adhérence où la vitesse latérale est nulle, la seconde partie du cycle correspondant à la phase de glissement. Compte tenu de l'algorithme de pénalisation adopté, il est très difficile de différencier les décollements entre les deux corps. Cela dépend également des nœuds considérés, pour lesquels la réponse est différente.

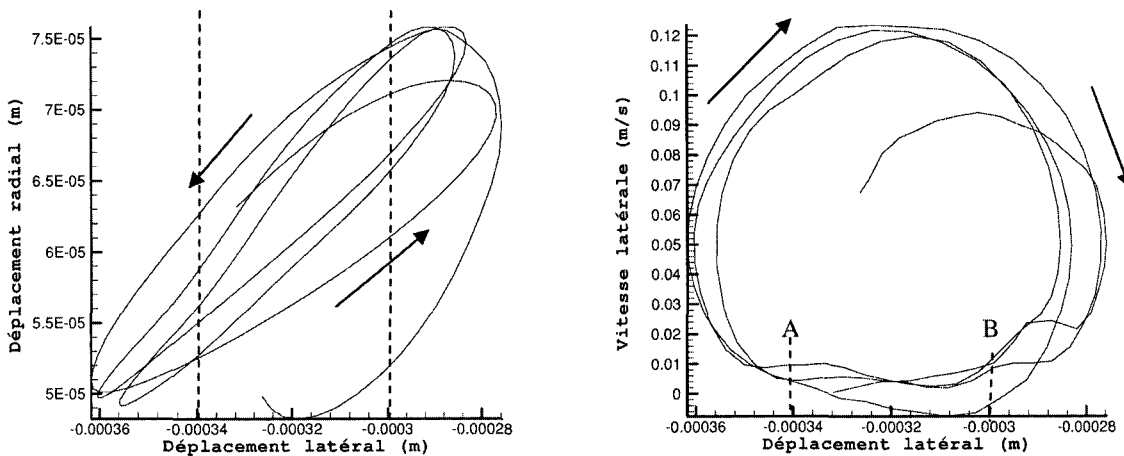


Fig.45. Cinématique d'un point de la zone de contact

Comportement vibratoire global de la roue

Ces phénomènes d'« adhérence-glissement-décollement » local ont des conséquences sur le comportement global de la structure. La fig.46 présente le spectre en vitesse d'un point du bandage de la roue diamétralement opposé à l'excitation du contact roue-rail, pour différentes vitesses imposées de glissement latéral au niveau du moyeu. Les résultats mettent en évidence l'excitation des 4 premiers modes de type Fvb pour la vitesse latérale de 0.05 m/s. L'augmentation de cette vitesse, (0.1 m/s) conduit à atténuer les niveaux vibratoires et à étaler le spectre vers les hautes fréquences.

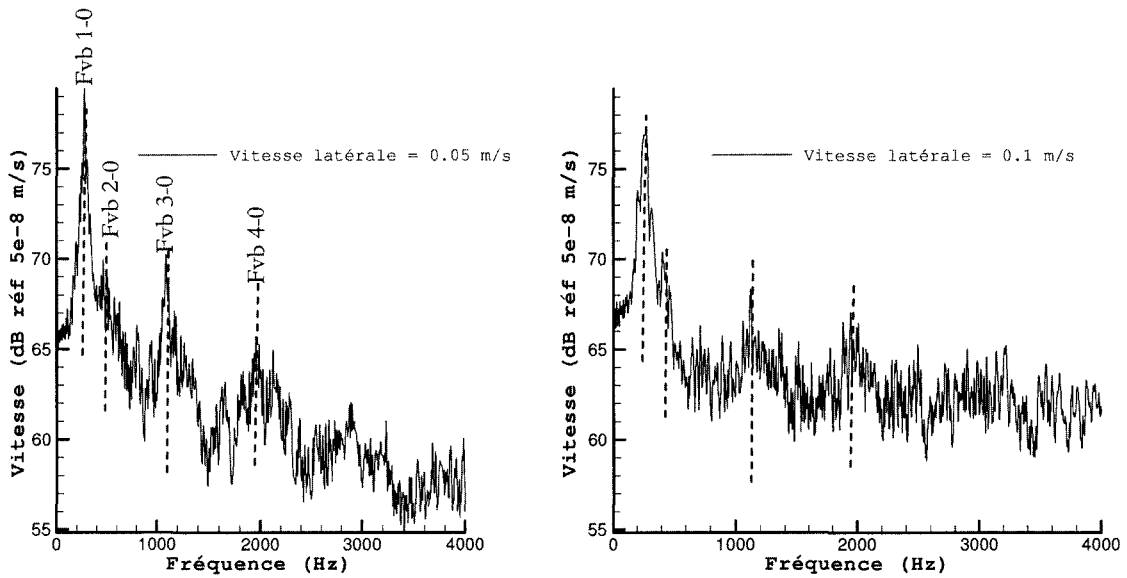


Fig.46. Spectres vibratoires pour différentes vitesses de déplacement

Ces spectres sont très cohérents avec les relevés expérimentaux effectués en ligne et présentés précédemment (fig.2a).

*Evolution du coefficient de frottement global au cours du temps*

La fig.47 présente l'évolution instantanée du coefficient de frottement. Il est évalué au niveau du moyeu de la roue, c'est-à-dire loin de l'interface et correspond alors à un coefficient de frottement apparent au sens d'Adams [Adams\_1995]. Pour notre application, il est déterminé par le rapport de la force latérale sur la force normale au niveau du moyeu de la roue. Ce coefficient peut être analogue à celui mesuré sur banc d'essai.

On note un coefficient de frottement global variable alors qu'il est localement constant. Les fluctuations observées sont représentatives d'un comportement instable. Le déclenchement de ces fluctuations est d'autant plus rapide que la vitesse est élevée.

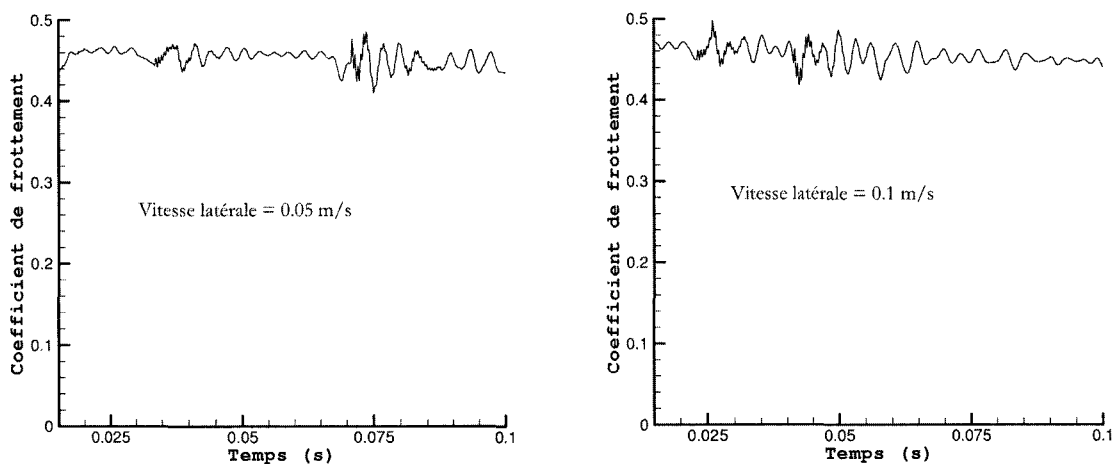


Fig.47. Evolution du coefficient de frottement global

Au vu de ces résultats, il est difficile de relier l'instabilité de crissement à une relation particulière entre le coefficient de frottement et la vitesse de glissement. L'évolution du coefficient de frottement global doit alors être vu comme une conséquence des instabilités et non plus à l'origine de celles-ci, comme c'est le cas dans les approches de type stick-slip.

Réponse de la roue pour une vitesse latérale élevée (1 m/s)

Les instabilités sont dépendantes de la vitesse de glissement. La fig.48 présente le spectre vibratoire et l'évolution du coefficient de frottement global pour une vitesse latérale de glissement de 1 m/s.

Dans la gamme de fréquence de 400 à 4000 Hz, le spectre vibratoire ne présente plus de raies nettement marquées comme observées dans les simulations précédentes (Fig.46). Ceci s'explique par un contact glissant sans phénomènes d'adhérence dans l'aire de contact. Ce point semble confirmé par l'évolution beaucoup plus stable du coefficient de frottement instantané.

L'augmentation de la vitesse de glissement tend à stabiliser le comportement vibratoire de la roue, limitant ainsi les instabilités.

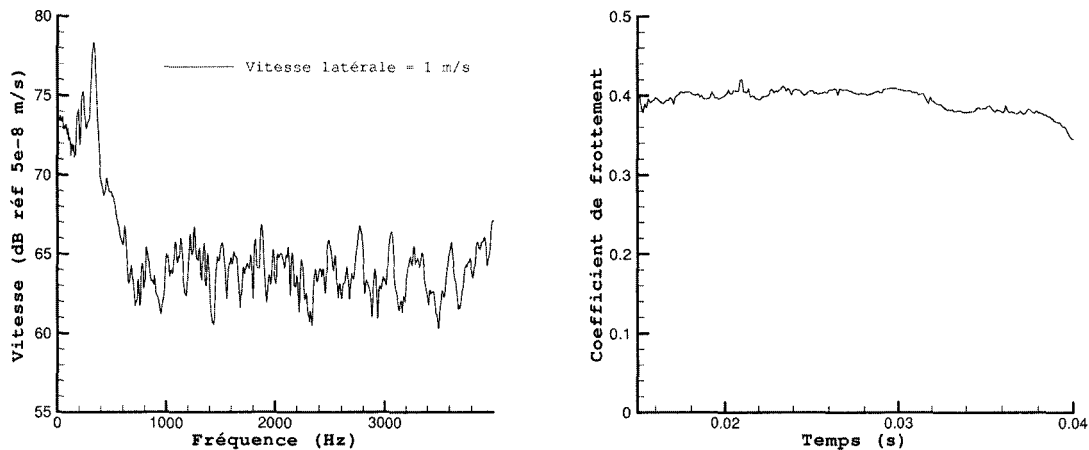


Fig.48. Spectre vibratoire et évolution du coefficient de frottement global pour une vitesse latérale de glissement de 1 m/s

Une interprétation des coefficients de frottement moyen pour les 3 simulations tend à montrer une décroissance du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement latérale, résultat compatibles avec les observations expérimentales.

On discute ici, rapidement, des valeurs de la vitesse de glissement latérale par rapport aux conditions d'apparition du crissement avancées dans la bibliographie et déjà exposées dans les chapitres 1 et 3. L'angle d'attaque, pour lequel l'occurrence du crissement est la plus élevée, est généralement compris entre  $7.10^{-3}$  et  $40.10^{-3}$  rd. Ainsi, pour une vitesse longitudinale de 20 km/h, la vitesse de glissement latérale est comprise entre 0.04 et 0.2 m/s. Les deux premières simulations présentées dans ce rapport entrent donc dans cette gamme de vitesses susceptible de provoquer l'apparition du crissement. Quant à la dernière pour une vitesse latérale de glissement de 1 m/s et pour un angle d'attaque de  $20.10^{-3}$  rd, la vitesse longitudinale est d'environ 50 km/h.

Interprétation des modes excités

Il s'agit ici de présenter une voie de compréhension des phénomènes qui conduit à l'excitation de certains modes. Dans le cas du crissement des freins à disques, plusieurs auteurs ont associé le crissement à une onde qui se déplace sur le disque [Kinkaid\_2003].

La

fig.49 présente l'évolution de la déformation de la roue à différents instants. A l'instant 1, on constate un état de contact adhérent entre la roue et le rail, les déplacements maximaux sont localisés dans la zone diamétralement opposée au contact. L'onde se déplace alors circonférentiellement vers la zone de contact. A l'instant 2, le contact passe de l'adhérence au glissement, une onde prend naissance au niveau de l'excitation. Les deux ondes opposées « s'entrechoquent » à l'instant 3. La

propagation s'inverse (instant 4 et 5) avec un glissement maximal au niveau de la zone de contact. Le phénomène se répète, par la suite, avec des états successifs d'adhérence et de glissement (instant 6, etc.).

La visualisation de la propagation des ondes permet d'interpréter les modes excités comme ceux ayant une déformée localisée sur le bandage de la roue : modes de type Fvb 1-0 (instants 1 et 5), Fvb 2-0 (instants 2 et 4), Fvb 3-0 (instant 6).

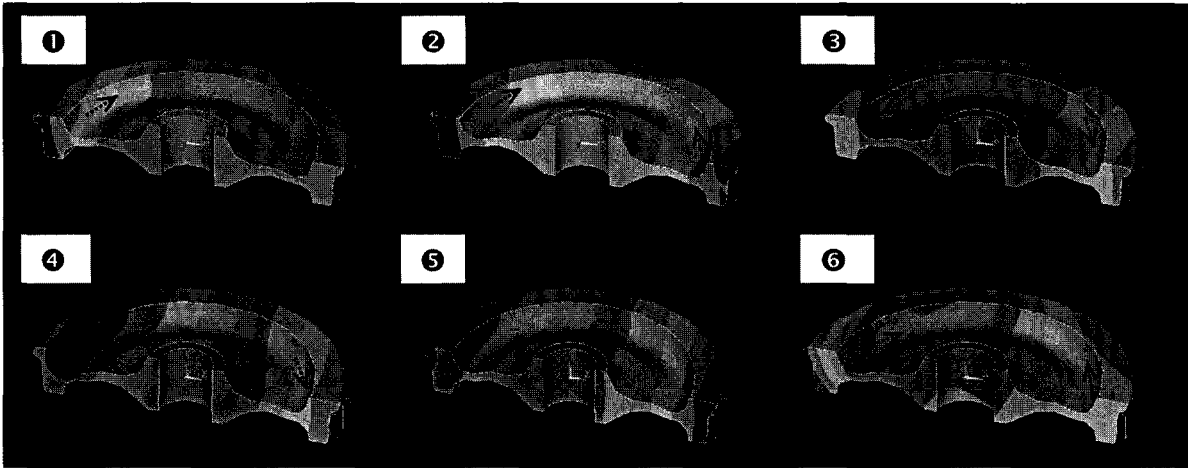


Fig.49. Propagation des ondes à la surface de la roue

### 3.5.3. Bilan

L'approche des instabilités du glissement stationnaire a pu être étendue, dans cette partie, à l'étude d'une structure réelle tridimensionnelle qu'est la roue ferroviaire. Les résultats obtenus sont encourageants :

- l'occurrence du crissement semble associée à un phénomène d'« adhérence-glissement-décollement » au niveau de l'aire de contact. Les modes crissants identifiés sont de type Fvb, les spectres obtenus semblent très cohérents avec les relevés expérimentaux,
- l'approche permet de constater une variation du coefficient de frottement global alors qu'il est localement constant sur la zone de contact. La différence avec les approches classiques, de type stick-slip notamment, est que le coefficient de frottement est vu comme une conséquence des instabilités et non pas comme leur origine,
- enfin, l'approche présente semble pouvoir conduire à une explication des modes crissants : le phénomène d'« adhérence-glissement-décollement » semble donner naissance à des ondes qui se propagent essentiellement au niveau du bandage de la roue (excitation simultanée des modes de roue avec déformées du bandage).

Il s'agit, dans la suite, de comprendre les mécanismes à l'origine à l'atténuation acoustique de ces modes lors de l'introduction, dans le bandage de la roue, de joncs métalliques.



## Chapitre 4:

# ORIGINE DE L'ATTÉNUATION PAR JONCS MÉTALLIQUES

On étudie, dans ce chapitre, l'origine de l'atténuation sonore lors de l'introduction dans la roue de joncs métalliques. Comme présenté dans la première partie, ce système permet d'obtenir des gains acoustiques de l'ordre de quelques décibels (de 5 à 10 dB pour une utilisation classique), il possède en outre l'avantage d'un surcoût de fabrication peu élevé. Néanmoins, il s'est montré peu performant pour certaines applications et semble donner des gains variables d'une roue à l'autre, sans explication apparente. La question posée est celle de l'origine de la disparité de ces performances. De plus le système semble pouvoir être mieux maîtrisé voire même amélioré pour atteindre des performances encore plus élevées.

Cette problématique passe par la compréhension de l'origine précise de l'atténuation, c'est l'objet de ce chapitre. En effet les mécanismes de dissipation d'énergie entre le jonc et la gorge sont encore méconnus, limitant ainsi les voies d'optimisation de tels systèmes.

Dans la bibliographie, il a pu être mis en évidence plusieurs voies d'atténuation des vibrations, deux peuvent nous intéresser pour la solution par jonc métalliques. La première est une dissipation d'énergie par frottement issu d'un déplacement relatif entre les surfaces en contact [Lopez\_2003]. Le second mécanisme est lié aux phénomènes d'impact entre deux composants d'un système [Cheng\_2003].

La roue étudiée est celle du MF77. Dans le cadre du PREDIT « Crissement », il a été développé, pour cette roue, un dispositif de réglage de la précharge par un système vis-écrou sur un jonc de diamètre 25 mm. L'étude expérimentale sera effectuée avec cette solution permettant en plus de la détermination de la gamme de précharge de valider les informations relatives à l'influence de la celle-ci sur l'atténuation.

### **4.1. PRESENTATION DES MOYENS SPECIFIQUES DEVELOPPES POUR L'ETUDE DE LA ROUE AVEC JONCS**

Des investigations numériques et expérimentales ont été menées de front dans l'objectif de la compréhension des mécanismes d'atténuation.

Différents modèles de calcul ont été développés, ils dépendent des objectifs intermédiaires de l'étude, des conditions aux limites et du problème à résoudre : recherche de modes propres, résolution statique, prise en compte du contact, etc.

Il a déjà été exposé, dans le second chapitre, l'importance des expérimentations vis à vis de la validation des modèles numériques ainsi que pour la mise en évidence des phénomènes physiques. L'expérimentation concerne presque exclusivement le comportement vibratoire et acoustique de la roue équipée du jonc extérieur. Nous compléterons ces données par des mesures d'extensométrie classique. La plupart des essais ont été effectués en chambre réverbérante (société VALDUNES).

### 4.1.1. Présentation des modèles *Eléments Finis*

#### Maillages proposés

Il faut prendre soin, pour la résolution du problème de contact, d'affiner les zones potentielles de contact. Les géométries tridimensionnelles nécessitent un compromis partiel entre la finesse de maillage et le risque de temps de calcul prohibitifs.

Les principaux modèles sont présentés sur la fig.50. Le premier utilise une hypothèse d'axisymétrie qui permet des temps de simulations plus faible compte tenu de la réduction du nombre de degrés de liberté. Le second est un modèle tridimensionnel, où l'on utilise une condition de symétrie de la structure et du chargement pour limiter la modélisation à une demi roue. Une comparaison des tailles de modèles est donnée dans le tab.5.

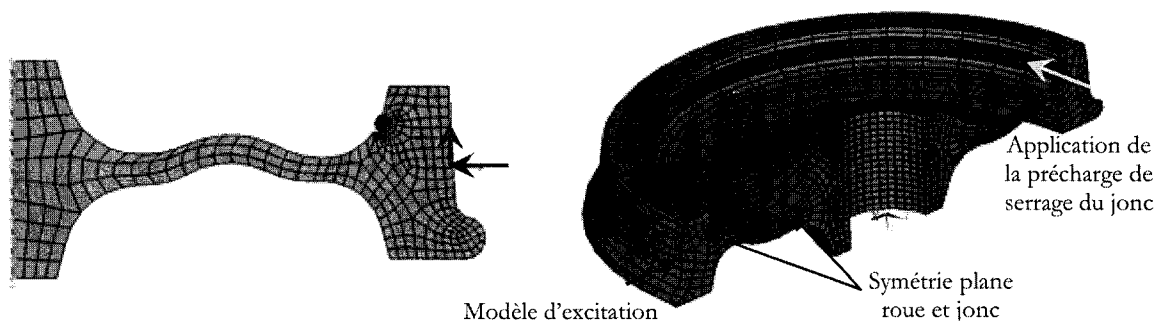


Fig.50. Maillages spécifiques pour la roue avec joncs

	Modèle 2D axisymétrique	Modèle 3D
Nombre de noeuds	512	6913
Nombre d'éléments	343	5672
Nombre d'éléments de contact	16	696

Tab.5. Caractéristiques des maillages proposés

#### Gestion du contact

Le contact est supposé élastique avec une loi de Coulomb classique. La gestion est assurée par un algorithme de type Lagrangien augmenté (pénalisation et multiplicateurs de Lagrange) dans les deux modèles proposés.

La méthode de pénalisation consiste à autoriser l'interpénétration des deux corps. Les efforts de contact normaux et tangentiels sont déterminés à partir de :

$$\begin{cases} f_n = K_n g & \text{si } g \geq 0 \\ f_n = 0 & \text{si } g < 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \text{si } |f_t| < \mu |f_n|, f_t = K_t u_t \\ \text{sinon } |f_t| = \mu |f_n| \end{cases} \quad (4.1)$$

Avec  $f_n$  et  $f_t$  les efforts de contact normaux et tangentiels,  $g$  la pénétration définie par  $g = u_n^I - u_n^J + GAP$ ,  $u_n$  et  $u_t$  les déplacements normaux et tangentiels,  $GAP$  la distance de pénétration initiale permettant de simuler la précharge du jonc dans la gorge,  $K_n$  et  $K_t$  les raideurs normales et tangentiels de contact. L'inconvénient de cette méthode réside dans le fait d'obtenir des pénétrations importantes et de ne plus être représentatif de la physique du phénomène.

En addition à cette méthode, un algorithme de type Lagrangien est utilisé pour limiter la pénétration par rapport aux dimensions des deux corps en contact. Le multiplicateur de Lagrange est déterminé pour chaque élément en contact et de façon itérative :

$$f_n = \min(0, K_n g + \lambda_{i+1}) \quad (4.2)$$

Avec  $\lambda_{i+1}$  le multiplicateur de Lagrange calculé à l'itération  $i+1$

$$= \begin{cases} \lambda_i + \alpha K_n g & \text{si } |g| \geq \varepsilon \\ \lambda_i & \text{si } |g| < \varepsilon \end{cases} \quad (4.3)$$

Où  $\varepsilon$  la tolérance de pénétration et  $\alpha$  un facteur numérique ( $< 1$ ).

Pour la modélisation axisymétrique, les éléments sont de type point-point, alors qu'ils sont de type surface-surface dans la modélisation tridimensionnelle.

Les principaux paramètres de contact sont résumés dans le tab.6.

	Modèle 2D axisymétrique	Modèle 3D
Raideur normale de contact (N/m)	$1 \times 10^8$	$0.28 \times 10^{15}$
Raideur tangentielle de contact (N/m)	$1 \times 10^6$	$0.28 \times 10^{13}$
Coefficient de frottement	0.5	0.3
Tolérance de pénétration (m)	$0.1 \times 10^{-3}$	$0.1 \times 10^{-3}$

Tab.6. Paramètres de contact

### Modélisation de la précharge

L'application de la précharge dans la modélisation tridimensionnelle ne présente pas de réelles difficultés. Il s'agit d'appliquer une pression ou un déplacement à l'extrémité du jonc.

Il n'en est pas de même sur le modèle axisymétrique. Le modèle plan ne permet pas une application circonférentielle de la précharge. Elle est alors introduite au travers de l'élément de contact par l'intermédiaire d'un jeu initial négatif. La valeur de la précharge correspondante est évaluée suite à l'équilibre statique (en effort dans les éléments de contact).

### Evaluation du niveau de bruit

Il est envisageable d'utiliser les modèles numériques développés dans le chapitre 3 aussi bien par les méthodes des éléments finis ou des éléments frontières. Cependant, nous n'avons pas jugé nécessaire d'utiliser de tels modèles car compte tenu de l'objectif de compréhension des phénomènes d'atténuation, la propagation des ondes acoustiques n'a que peu d'intérêt. Elle pourra cependant s'avérer très utile dans une phase d'optimisation de la solution.

Un post-traitement acoustique simplifiée est développé par évaluation de l'intensité acoustique avec une hypothèse d'ondes planes (la pression acoustique et la vitesse sont en phase) :

$$I_{\text{moy}} = \frac{1}{2} \rho_0 c U_0^2 \omega^2 \quad (4.4)$$

Avec  $\rho_0$  la masse volumique de l'air,  $c$  la célérité du son dans l'air et  $U_0$  le déplacement moyen de la peau de la roue. Ce déplacement est évalué lorsque le régime permanent est atteint.

#### 4.1.2. Présentation des moyens expérimentaux

L'étude est principalement focalisée sur le jonc extérieur (côté opposé au boudin). On cherche à caractériser le comportement de la roue et du jonc d'un point de vue vibratoire et acoustique en fonction de la précharge. Deux types de mesures sont alors nécessaires.

##### Mesures acoustiques et vibratoires

Les mesures acoustiques et vibratoires sont réalisées en chambre réverbérante au sein de la société VALDUNES. Un protocole de mesures a été mis en place par l'IRSID afin de respecter la norme ISO 3742 [Wetta\_2000]. Il permet la détermination du niveau sonore global sur la gamme de fréquences de 500 à 4000 Hz. Cependant cette caractérisation nécessite de réaliser la même mesure pour différentes positions de roue dans la chambre, opération qui augmente fortement les temps de manipulations. Dans l'objectif d'identification des mécanismes d'atténuation, nous n'avons retenu qu'une seule position de mesure. Les informations acoustiques que nous présenterons seront donc donner à titre comparatif entre elles.

Les accélérations seront relevées sur la roue et sur le jonc par l'intermédiaire d'accéléromètres triaxiaux (fig.51). Ils sont collés de telle sorte que l'axe X correspond à la direction radiale, Y la direction circonférentielle et Z la direction axiale. L'excitation est réalisée à l'aide d'un pot vibrant d'une capacité maximale de 100N, équipé d'un capteur de force. Il est possible de réaliser des excitations de type bruit blanc sur une gamme de fréquence ou de type sinus sur une fréquence bien précise.

On peut discuter l'amplitude de l'effort d'excitation qui peut sembler faible aux vues des conditions réelles de fonctionnement. Notons qu'avec une excitation de type sinus d'amplitude de 30 N sur une roue classique conduit des accélérations de plus de 500 m/s<sup>2</sup> et à un niveau de bruit voisin de 100 dB en chambre réverbérante.

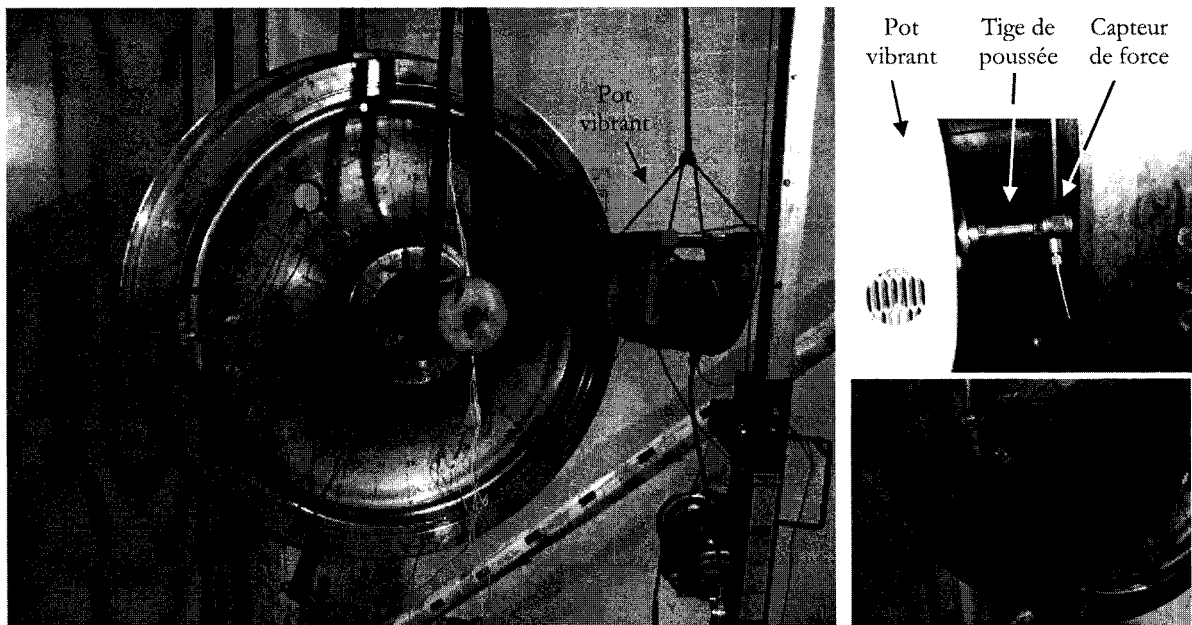


Fig.51. Chambre réverbérante et moyens expérimentaux

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux se fera principalement sur les accélérations de la roue et du jonc dans les directions axiale et radiale.

**Mesure de la précharge dans le jonc**

Le diamètre important du jonc (25mm) permet de mettre en place un réglage de la précharge par un système vis-écrou placé entre les deux extrémités du jonc. Le détail du système est présenté sur la fig.52a.

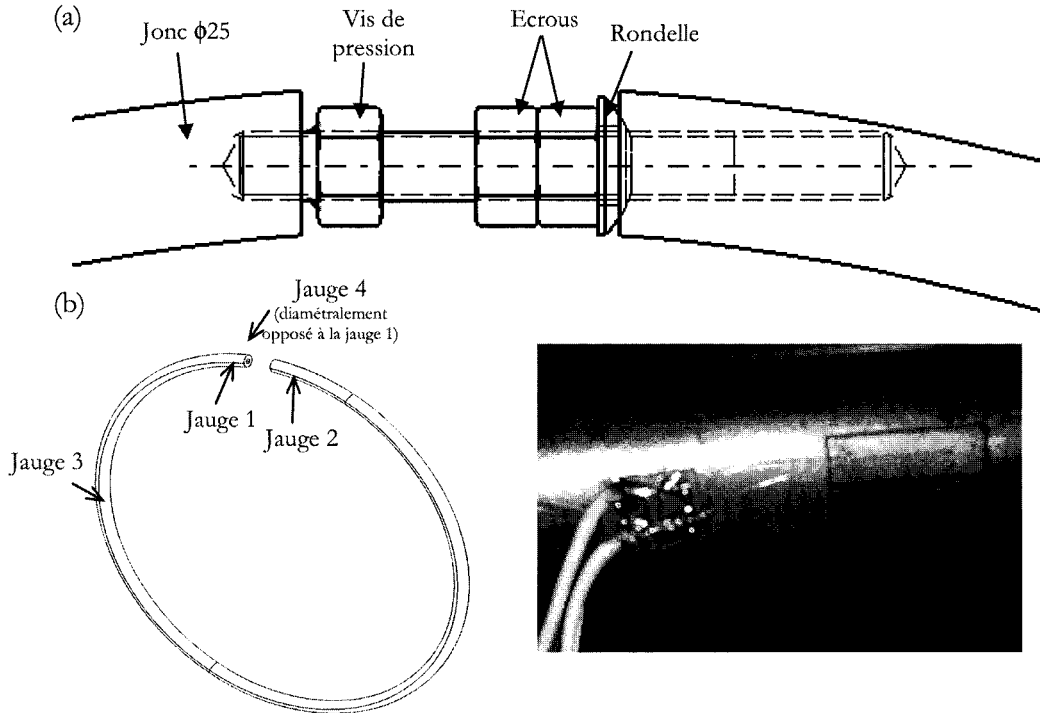


Fig.52. Système de réglage de la précharge et position des jauges de déformation

Une méthode classique par jauges d'extensométrie est utilisée afin de déterminer la déformation circonférentielle du jonc. La mesure est statique avec un montage en quart de pont. Trois jauges sont collées sur le jonc à différentes positions angulaires, une quatrième est collée diamétralement opposée à la première jauge (fig.52b). L'écartement des 2 extrémités du jonc est également mesuré.

**4.2. CARACTERISATION DE L'INFLUENCE DE LA PRECHARGE**

Le contact jonc-gorge a nécessairement un rôle sur l'atténuation. Le modèle axisymétrique est, dans un premier temps, exploité dans le but d'étudier l'influence de la précharge sur l'atténuation sonore. L'avantage de ce modèle est de réduire fortement les temps de simulation. Il restreint néanmoins l'étude aux modes axisymétriques, d'autant que la prise en compte de la non linéarité de contact a orienté la résolution vers une approche transitoire. L'étude est conduite sur le mode **A2** à 1579 Hz.

**4.2.1. Influence de la précharge**

Malgré l'hypothèse d'axisymétrie, l'intérêt de cette modélisation est la prise en compte de tous les paramètres : la précharge, le frottement, la géométrie de la gorge et le contact entre le jonc et la gorge. L'excitation est ponctuelle à deux composantes, l'une radiale statique de 100 kN et l'autre axiale harmonique d'amplitude de 1000 N. Rappelons que, dans ce modèle, la précharge est introduite par une valeur négative du jeu initial dans l'élément de contact. L'effort correspondant est relevé après équilibre statique.

La fig.53 présente l'atténuation obtenue en fonction de la valeur de la précharge (le niveau acoustique est calculé conformément à la démarche présentée en début de chapitre) [Brunel\_2004<sup>a</sup>].

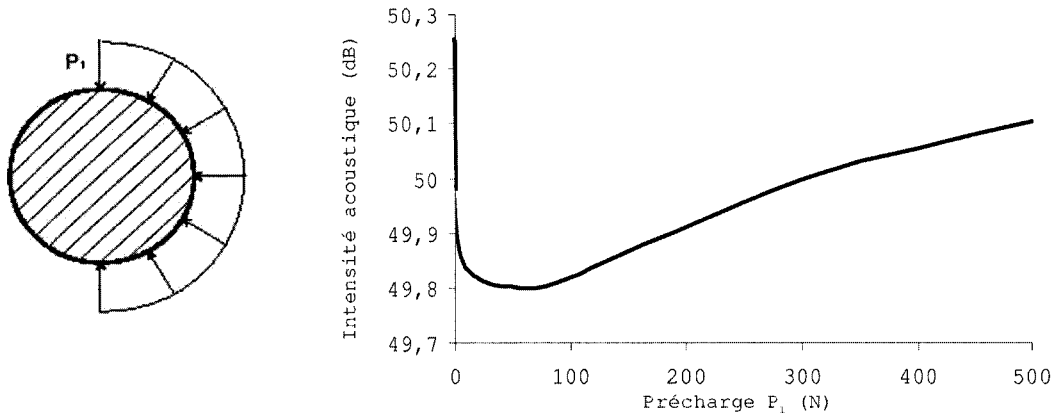


Fig.53. Influence de la précharge du jonc sur l'atténuation sonore (modèle axisymétrique)

Par rapport à la valeur sans précharge (niveau sonore de 50.3 dB), le niveau acoustique diminue quand celle-ci augmente pour atteindre un minimum (à environ 50 N). Ceci peut s'interpréter par le fait qu'à précharge nulle, le jonc soit libre dans la gorge, sans effet sur la roue, par contre si la précharge est trop élevée, il y a couplage en déplacement, le jonc vibre avec la roue sans possibilité de déplacement relatif. Ces résultats indiquent donc une forte sensibilité de la précharge au montage.

#### 4.2.2. Etude expérimentale en bruit blanc

Il s'agit de mettre en évidence la corrélation expérimentale des résultats présentés ci-dessus. Pour différentes précharges, on soumet la roue à une excitation de type bruit blanc de 0 à 8000 Hz, l'effort exercé au pot est de 20 N réparti sur tout le spectre d'excitation. On relève le niveau de pression acoustique. La fig.54 présente l'influence de la précharge sur le niveau sonore exprimé en  $dB_A$ .

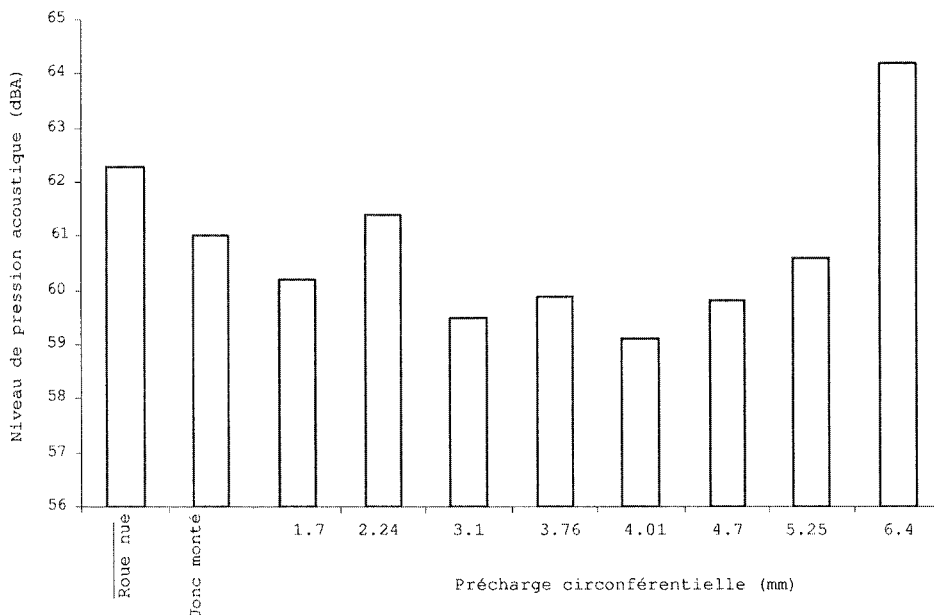


Fig.54. Influence de la précharge sur le spectre acoustique (mesures expérimentales)

Le cas « jonc monté dans la gorge » correspond à la configuration où le jonc est monté sans effort additionnel d'écartement des extrémités. Les valeurs suivantes correspondent à la distance d'écartement des deux extrémités par serrage du système vis-écrou décrit sur la fig.52.

Globalement, l'augmentation de la précharge conduit d'abord à une diminution du niveau de pression acoustique jusqu'à une précharge optimale (correspondant ici à 4.01 mm). Pour des précharges supérieures, le niveau de pression acoustique augmente.

Quand le jonc est monté dans la gorge, il nécessite une compression préalable. Il possède par conséquent, une fois installé, une précharge initiale qui reste cependant inconnue. Ceci explique l'atténuation obtenue même sans serrage additionnel. Notons que, pour la configuration avec un serrage complet, le système a un niveau sonore supérieur à celui de la roue nue.

Une atténuation de 3 dB<sub>A</sub> est obtenue entre la roue nue et la solution optimale. On présente sur la fig.55 les spectres acoustiques en 12<sup>ème</sup> d'octave de ces deux configurations.

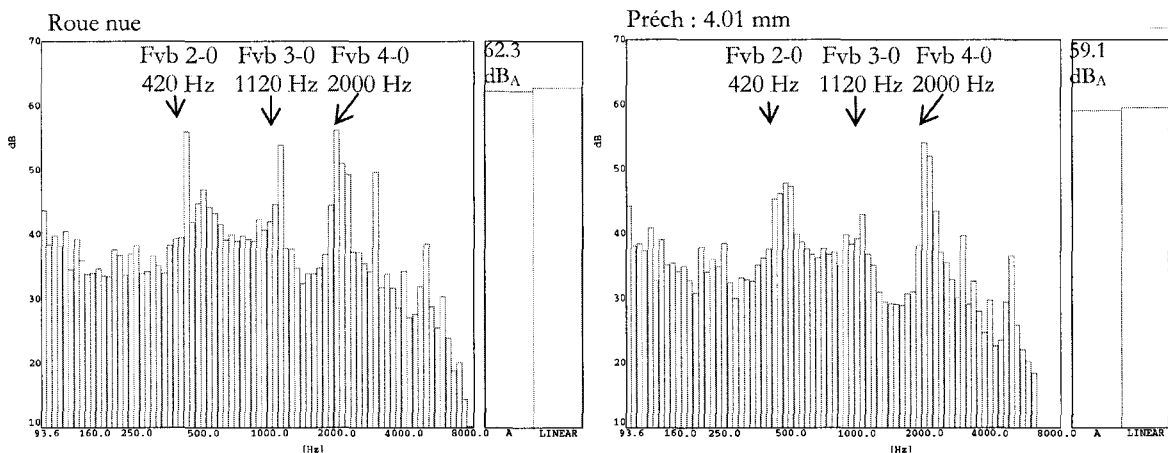


Fig.55. Spectre acoustique en 12<sup>ème</sup> d'octave pour la roue nue et la solution optimale

L'atténuation obtenue expérimentalement est d'environ 10 dB dans la gamme de fréquence autour de 1200 Hz.

### 4.2.3. Discussions des résultats numériques et expérimentaux

Cette première série de mesures acoustiques met en évidence de façon assez claire l'influence de la précharge sur l'atténuation sonore. Il existe une précharge optimale qui permet de réduire de façon significative l'émission acoustique de la roue. Ces résultats semblent conformes à ceux obtenus par le modèle axisymétrique. La confrontation expérimental-numérique est délicate puisque le calcul porte sur un mode axial (A2 à 1579 Hz). Les efforts exercés sont différents. On peut néanmoins relever, pour le modèle, un niveau sonore faible, largement inférieur à 1 dB.

Plusieurs raisons peuvent être avancées :

- la première est l'hypothèse d'axisymétrie du chargement (de par le modèle), qui contraint fortement la roue radialement,
- le modèle de précharge, de distribution uniforme telle que présentée sur la fig.53 à gauche,
- le modèle acoustique simplifié.

La précharge étant ici l'objet de cette première étude, nous discutons d'abord, dans la suite, de son modèle.

- **Modèle de précharge**

La distribution de précharge uniforme présentée précédemment ne peut être observée en pratique. Logiquement la précharge est supérieure en fond de gorge. On modifie donc cette répartition de pression selon celle de la fig.56a par l'introduction d'une précharge  $P_2$  en fond de gorge supérieure à  $P_1$ , qui est gardée constante à la valeur de la précharge optimale (soit 50 N).

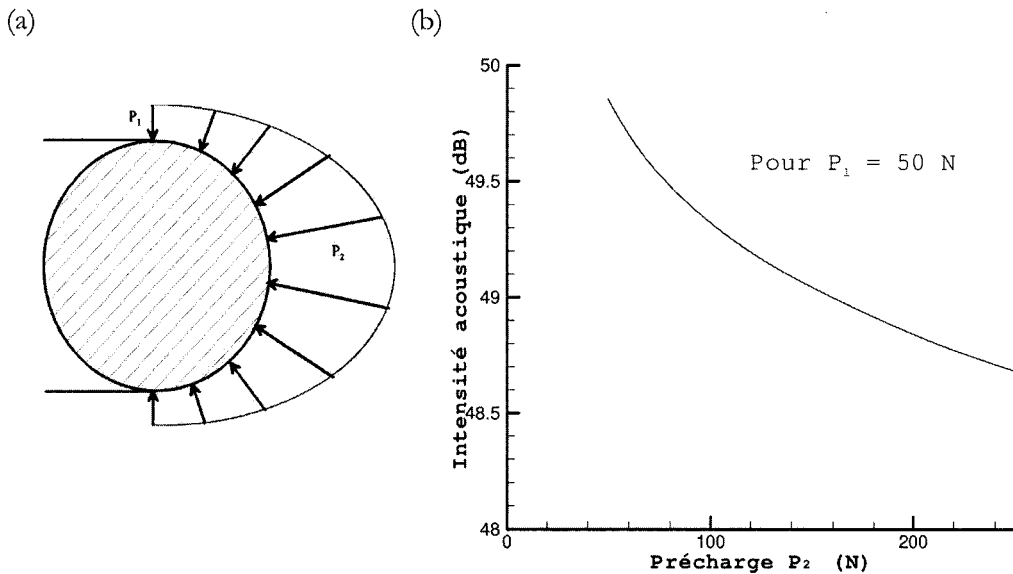


Fig.56. Influence de la précharge en fond de gorge sur l'atténuation sonore (modèle axisymétrique)

La fig.56b présente l'évolution de l'intensité acoustique en fonction de la précharge en fond de gorge. L'analyse des résultats numériques montre qu'une faible valeur de  $P_1$  autorise le jonc à se déplacer dans la direction latérale avec frottement. L'augmentation de la précharge  $P_2$  conduit à une augmentation des forces de contact. Cependant, pour les hautes valeurs de précharge  $P_2$ , l'efficacité augmente moins rapidement. Ceci est essentiellement dû à l'effet opposé d'une augmentation de la rigidité du système, limitant les déplacements du jonc dans la gorge.

D'un point de vue numérique, l'atténuation dépend fortement de la précharge du jonc dans la gorge. Une précharge optimale a pu même être définie pour laquelle l'intensité acoustique est minimale. Cependant, dans le meilleur des cas, elle est de l'ordre de 2 dB.

Discutons maintenant des deux autres hypothèses faites qui sont le modèle acoustique et l'axisymétrie du modèle et du chargement.

- **Modèle acoustique**

L'intensité acoustique est déterminée à partir d'une valeur moyenne des vitesses. Il peut être intéressant d'utiliser les méthodes développées dans le chapitre 2. Cependant une transformation de Fourier pour chaque point de la peau de la roue est nécessaire avant de réaliser la simulation numérique, ce qui tend à augmenter considérablement les temps de calculs.

- **Hypothèses d'axisymétrie**

Cette hypothèse entraîne le fait que la structure mais également le chargement sont axisymétriques. Ce modèle contraint les vibrations du jonc sur des modes axisymétriques, ce qui semble fortement



réducteur. L'excitation réelle est en effet quasi ponctuelle. Une simulation transitoire sur le modèle tridimensionnel de la roue soumise à la même excitation conduit après le régime transitoire, à un niveau de bruit de 127 dB (évalué à partir du modèle acoustique simplifié), niveau cohérent avec les résultats présentés dans le chapitre 3. Ceci montre que l'axisymétrie limite les vibrations de la roue et sous-estime le niveau de bruit ainsi que l'atténuation sonore.

#### 4.2.4. Bilan

La précharge a une influence prépondérante sur l'atténuation sonore, avec mise en évidence d'une valeur optimale pour laquelle l'atténuation sonore semble minimale. Les résultats obtenus par le modèle axisymétrique semblent conformes aux observations expérimentales, mis à part le niveau sonore et l'atténuation.

La discussion des hypothèses de simulation montre la nécessité d'une modélisation tridimensionnelle de la roue avec jonc et l'importance d'une caractérisation précise de la précharge entre le jonc et la gorge.

Il s'agit alors maintenant de quantifier plus précisément la gamme de précharge. C'est l'objectif du paragraphe suivant.

### 4.3. MESURE DE LA GAMME DE PRECHARGE

La mesure directe de la précharge entre le jonc et la gorge n'est pas réalisable facilement, compte tenu de la difficulté d'instrumenter la surface de contact. On choisit dès lors de considérer la mesure par jauges de la déformation circonférentielle du jonc comme une caractéristique du serrage. Des mesures complémentaires de déplacements relatifs des extrémités du jonc et du déplacement radial du jonc par rapport à la gorge sont également menées.

#### 4.3.1. Relevés expérimentaux de la gamme de précharge et sollicitations dans le jonc

Pour différents niveaux de serrage, on relève les déformations des jauges 1, 2 et 3 (fig.52). Un exemple d'évolution est présenté sur la fig.57.

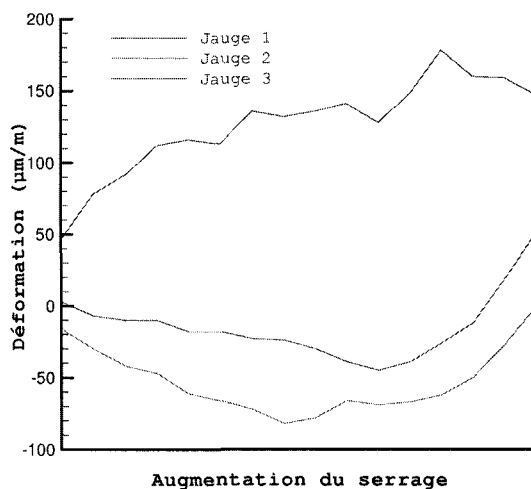


Fig.57. Déformations mesurées pour des jauges collées sur le jonc en fonction du serrage

Ces relevés, d'ailleurs répétitifs, peuvent s'expliquer par le fait que le jonc n'est pas en état de compression pure mais composée en flexion. Celle-ci peut provenir de la non circularité de la gorge mais surtout du jonc et de la distribution non uniforme des zones de contact. Le jonc tend alors à fléchir dans la gorge. Ceci a pu être confirmée par l'implantation des jauges diamétralement opposées par rapport à une section droite du jonc, avec des valeurs en signe opposé.

La moyenne des relevés de ces jauges opposées permet de s'affranchir de la déformation de flexion. Les valeurs mesurées, traduites en contraintes, sont comprises entre 1 et 15 MPa. La borne inférieure correspond à la mise en place du jonc dans la gorge sans serrage, alors que la borne supérieure correspond au serrage maximum possible.

Dans la même série, le déplacement relatif entre les deux extrémités du jonc et le déplacement radial du jonc par rapport à la roue sont relevés. La première mesure, réalisée au pied à coulisse, reste qualitative. Quant à la seconde, elle est réalisée par un capteur de déplacement laser.

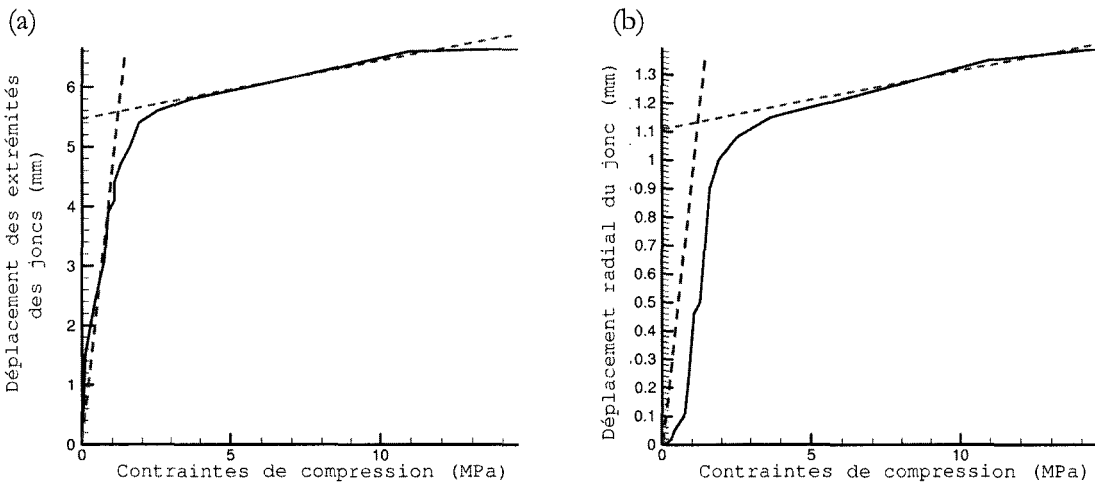
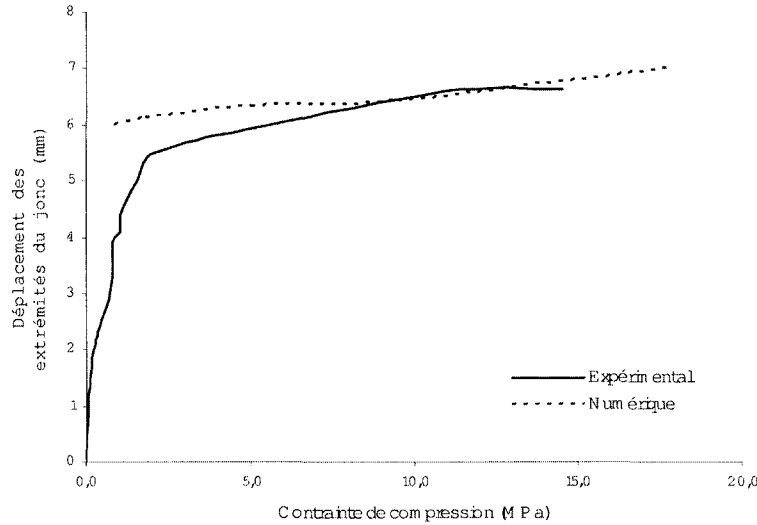


Fig.58. Déplacement relatif des extrémités du jonc et déplacement radial du jonc dans la gorge en fonction de la contrainte de compression dans le jonc, au cours du serrage

Ces relevés permettent d'obtenir des informations sur les déplacements du jonc dans la direction circonférentielle (fig.58a) et dans la direction radiale (fig.58b). Pour les deux graphiques, la même allure est obtenue avec une augmentation rapide du déplacement puis un comportement asymptotique. Deux étapes distinctes peuvent être différenciées : la première, pour des valeurs de précharges faibles (0 à 2 MPa), semble correspondre à un phénomène de mise en position du jonc dans la gorge, la seconde semble correspondre à la fin de la mise en position, avec un contact probablement plus uniforme, une faible augmentation du serrage conduit alors à une forte élévation de la contrainte circonférentielle. Le déplacement maximal des deux extrémités du jonc est compris entre 6 et 7 mm.

#### 4.3.2. Simulation numérique de la mise en précharge.

Il s'agit de reproduire, lors de l'application d'un déplacement ou d'une pression sur les extrémités du jonc, le comportement observé du jonc. Pour cela, la modélisation tridimensionnelle permet, après l'équilibre statique, de récupérer les différentes informations nécessaires afin de comparer le modèle avec les observations expérimentales. On relève alors le déplacement de l'extrémité du jonc et la contrainte longitudinale dans le jonc.



**Fig.59. Comparaison numérique/expérimental de la relation contrainte-déplacement du jonc lors du serrage**

La première étape relative au placement du jonc dans la gorge est difficilement simulable. En ce qui concerne la seconde phase, le même comportement est obtenu entre les résultats numériques et les observations expérimentales.

Afin de s'affranchir de la raideur de contact nécessairement introduite dans la fonction de pénalisation du calcul de contact, différentes simulations ont été réalisées avec différentes raideurs. Elles ont conduit aux mêmes niveaux de contrainte et de déplacement.

### 4.3.3. Bilan

Cette partie a permis de mettre en évidence quelques points importants : un encadrement de la gamme de précharge a été déterminé entre 0 et 15 MPa, ainsi qu'un encadrement du déplacement des deux extrémités du jonc entre 0 et 7 mm. Lors de l'augmentation du serrage, deux étapes différentes sont observées : la première relative à la mise en position du jonc dans la gorge, la seconde correspondante à la mise en précharge à proprement parler. Cette seconde étape a pu être simulée sur le modèle tridimensionnel avec une bonne corrélation avec les relevés expérimentaux.

Cependant, il a pu être observé un état de sollicitation de flexion composé dans le jonc lors du serrage probablement par localisation des zones de contact. Cet état est difficilement atteignable par la simulation autrement que par l'introduction d'imperfections géométriques au niveau du jonc et de la gorge.

## 4.4. INFLUENCE DE LA PRECHARGE SUR LES ACCELERATIONS DE LA ROUE ET DU JONC

### 4.4.1. Observations expérimentales

Parallèlement aux mesures acoustiques, les accélérations du jonc et du bandage de la roue sont relevées à la position diamétralement opposée au point d'excitation. L'étude des spectres d'accélérations pour différentes précharges permettent de soulever trois points importants sur l'atténuation : une modification des fréquences propres du système, l'apparition de plusieurs fréquences propres voisines pour des émissions acoustiques minimales et une atténuation des accélérations de la roue mais également du jonc.

#### 4.4.1.1. Modification des fréquences propres en fonction de la précharge

L'excitation est de type bruit blanc dans la gamme de fréquence de 0 à 8000 Hz. La fig.60 présente le cumul des spectres d'accélération de la roue en fonction de l'augmentation de la précharge (du jonc monté sans serrage au serrage complet). Le dernier spectre correspond à la référence qu'est la roue nue.

On remarque tout d'abord que le système par jonc est efficace quelque soit la précharge pour les fréquences supérieures à 3000 Hz. Concernant les trois premiers modes de type Fvb (420, 1120 et 2000 Hz), l'atténuation est moins marquée et dépend de la précharge. Dans la suite, nous nous attardons plus spécifiquement à ces trois premiers modes.

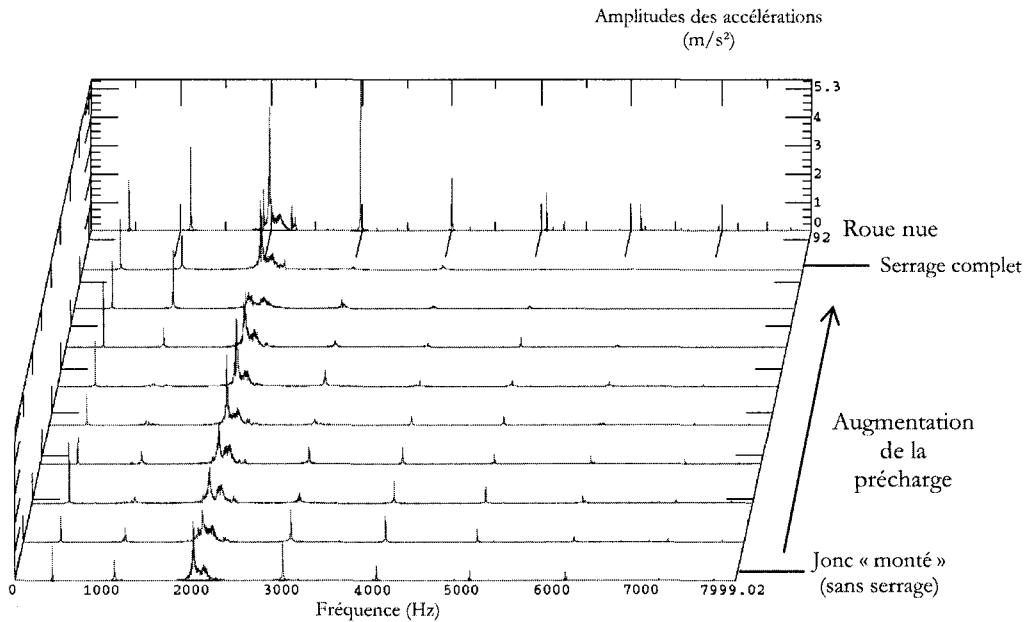


Fig.60. Cumul des spectres d'accélération de la roue

Pour chacun de ces modes, on observe des diminutions nettes des pics d'accélération pour certaines gammes de précharge, d'ailleurs différentes d'un mode à l'autre. On remarque également que ces atténuations s'accompagnent d'un décalage des fréquences propres (fig.61), voire même l'apparition de plusieurs fréquences autour de celle considérée (fig.62).

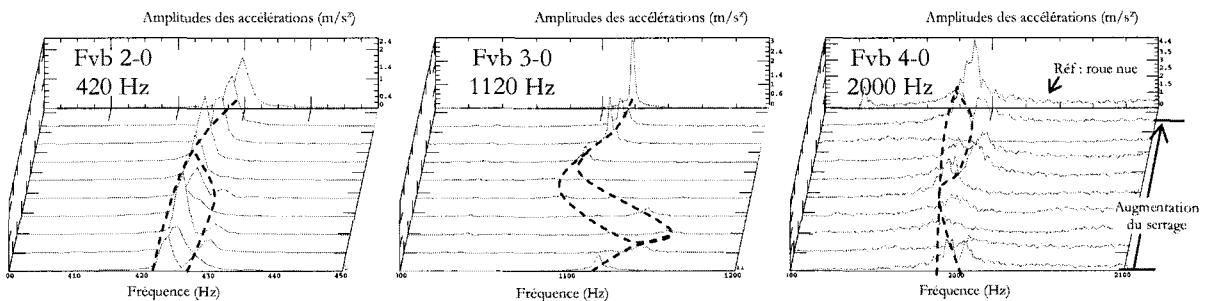


Fig.61. Zoom sur les trois premiers modes de type Fvb

Dans la bibliographie, l'introduction du jonc dans la roue est généralement interprétée par une augmentation de l'amortissement global du système [Vincent\_2003]. Notons ainsi que pour des mesures avec une grande gamme spectrale, cet étalement s'interprète par une augmentation de l'amortissement, calculé par la largeur de la bande passante à -3 dB d'un pic d'accélération théorique obtenu par une méthode de moindres carrés.

Il faut cependant relativiser ce résultat, il semble plutôt que l'introduction du jonc induit un « étalement » de la fréquence par une multiplication des fréquences du système couplé. La fig.62 présente, pour le mode Fvb 3-0, les spectres d'accélération de la roue (en rouge) et du jonc (en mauve) pour deux précharges de part et d'autre de la valeur optimale.

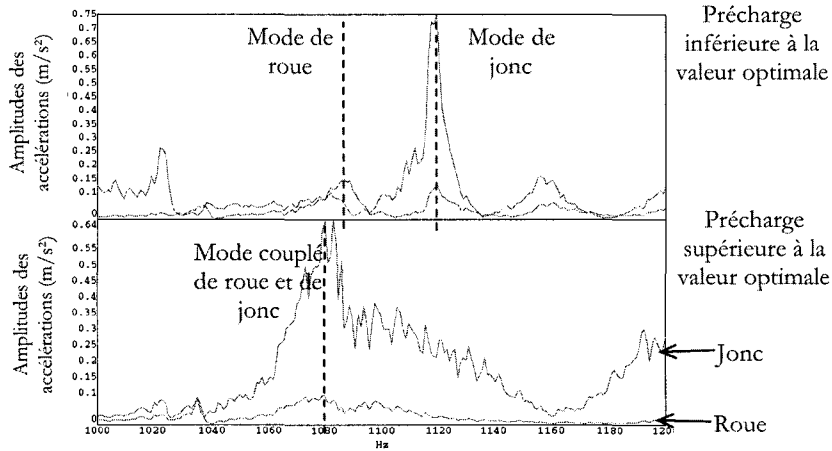


Fig.62. Apparition de plusieurs fréquences pour deux précharges proches de la valeur optimale

Pour une précharge inférieure à la valeur optimale, on distingue des fréquences propres voisines l'une de l'autre correspondant respectivement à un mode propre de la roue (de type Fvb 3-0) et à un mode propre de jonc. Alors que pour une précharge supérieure à la valeur optimale, un seul mode peut être identifié comme un mode propre du système couplé de la roue et du jonc.

#### 4.4.1.2. Atténuation des accélérations de la roue et du jonc

On s'attarde ici sur le mode Fvb 3-0. La roue est soumise à une excitation sinusoïdale, on relève les spectres d'accélération de la roue et du jonc (fig.63). Compte tenu des remarques précédentes, on réajuste la fréquence d'excitation en fonction de la précharge pour se situer sur le pic de résonance.

Sur la fréquence propre du mode Fvb 3-0, l'augmentation de la précharge conduit dans un premier temps à une diminution des niveaux vibratoires de la roue et du jonc. Pour des précharges inférieures à la valeur minimisant l'émission acoustique, les spectres d'accélération de la roue mais surtout du jonc présentent des harmoniques avec des niveaux vibratoires élevés, traduisant généralement un comportement non linéaire entre le jonc et la gorge. Dans un second temps correspondant à une précharge élevée, les amplitudes d'accélération de la roue et du jonc sont équivalentes, traduisant ainsi la réponse vibratoire d'un système couplé. Notons, que pour un serrage complet, les niveaux d'accélération obtenus peuvent être supérieurs à ceux de la roue nue.

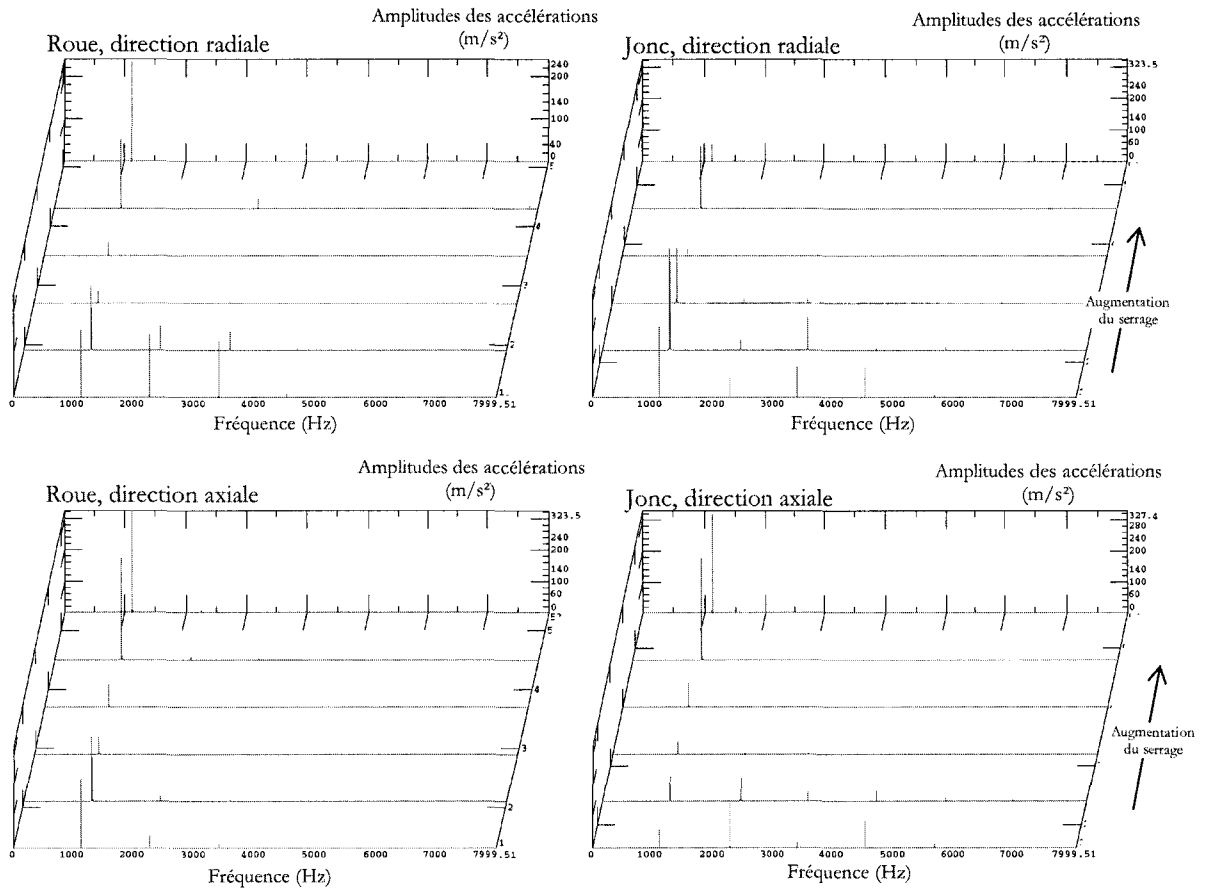


Fig.63. Cumul des spectres d'accélération de la roue et du jonc pour une excitation du mode Fvb 3-0

#### 4.4.1.3. Bilan des observations expérimentales

Résumons ici rapidement les points importants relevés lors des mesures expérimentales :

- une atténuation plus ou moins marquée selon les modes,
- selon les modes, l'atténuation apparaît pour une gamme plus ou moins grande de précharge,
- une modification des fréquences propres du système en fonction de la précharge,
- l'apparition de plusieurs fréquences propres lors des émissions acoustiques réduites,
- pour les précharges avec atténuation, les niveaux d'accélération de la roue et du jonc sont nettement réduits.

Ces différents points restent à interpréter, c'est l'objectif principal de la suite du paragraphe.

#### 4.4.2. Interprétation des modifications des fréquences propres

La modification des fréquences propres de la roue peut être liée à une variation de la rigidité du système. On propose d'utiliser tout d'abord un modèle discret pour étayer cette explication avant de la transposer à notre problème.

#### 4.4.2.1. Etude sur un modèle discret

Ce modèle s'articule autour d'un système à deux degrés de liberté (fig.64). La roue est modélisée par une masse  $M_r$  de 300 kg, une raideur  $K_r$  de  $1,5 \cdot 10^{10}$  N/m et un amortissement  $C_r$  de 425 N.s/m. Ces valeurs sont déterminées de telle façon que la fréquence de résonance soit voisine de celle du mode Fvb 3-0 et tel que l'amortissement soit cohérent avec celui de la roue nue (rappel : 0.03%).

Quant au jonc, sa masse  $M_j$  est de 9 kg. Une raideur  $K$  et un amortissement  $C$  sont introduits entre la roue et le jonc. Ces paramètres visent à tenir compte de la rigidité et de l'amortissement du jonc ainsi que les conditions de montage. Ils sont alors dépendants de la précharge et des conditions de contact. Ces relations n'étant pas connues, on choisit de conduire l'étude en faisant varier ces deux paramètres.

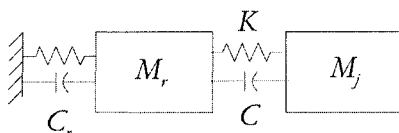


Fig.64. Modèle discret

Les amplitudes d'accéléérations de la roue et du jonc sont données par :

$$\begin{cases} \left| \frac{X_r}{F} \right| = \left| \frac{K + iC\omega - \omega^2 M_j}{(K_r + K - M_r \omega^2 + i(C_r + C)\omega)(K - M_j \omega^2 + iC\omega) - (K + iC\omega)^2} \right| \\ \left| \frac{X_j}{F} \right| = \left| \frac{K + iC\omega}{(K_r + K - M_r \omega^2 + i(C_r + C)\omega)(K - M_j \omega^2 + iC\omega) - (K + iC\omega)^2} \right| \end{cases} \quad (4.5)$$

Les fréquences propres sont données par les racines du déterminant du système. Elles sont représentées sur la fig.65 en fonction de la raideur  $K$ . Les termes d'amortissement  $C$  et  $C_r$  ne sont pas pris en compte dans le calcul des fréquences propres.

Quelque soit la valeur de  $K$ , il existe deux fréquences propres. Pour  $K = 4.5 \cdot 10^8$  N/m, on réalise un étouffeur de vibration classique qui annule l'amplitude du système initial et qui entre en résonance à

$$\omega = \sqrt{\frac{K_r}{M_r}}. \text{ Pour cette valeur particulière de } K, \text{ on vérifie que : } \frac{K}{M_j} = \frac{K_r}{M_r}.$$

Pour une raideur plus faible, la roue et le jonc vibrent séparément, chaque composant ayant une fréquence propre. L'augmentation de la raideur conduit à une légère augmentation de la fréquence propre de la roue.

Pour une précharge élevée, on distingue une fréquence propre du système couplé (roue et jonc) et une fréquence propre du jonc. La fréquence propre du système couplé augmente légèrement avec la raideur.

Il existe une zone de transition où les deux fréquences propres du système sont distinctes l'une de l'autre. La raideur est alors voisine de celle obtenue par le dimensionnement de l'étouffeur de vibration.

Dans notre cas, c'est ce passage entre la fréquence propre de la roue seule vers la fréquence du système couplé qui nous intéresse. Durant cette transition, il y a cohabitation de deux fréquences propres. Elle est clairement mise en évidence si l'on étudie les réponses en accélérations de la roue et du jonc (trait blanc sur la fig. 66). Dans cette simulation l'amortissement  $C$  est identique à celui de la roue.

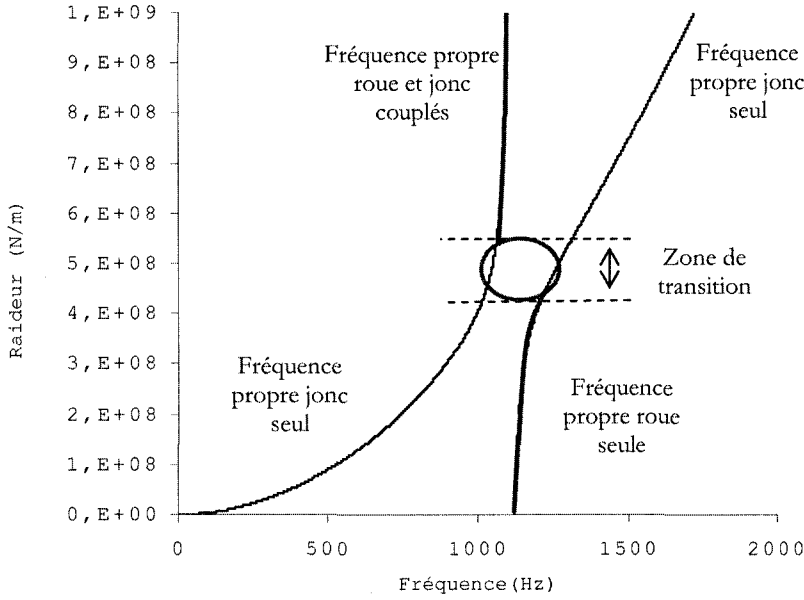


Fig.65. Evolution des fréquences propres en fonction de la raideur de contact (modèle discret)

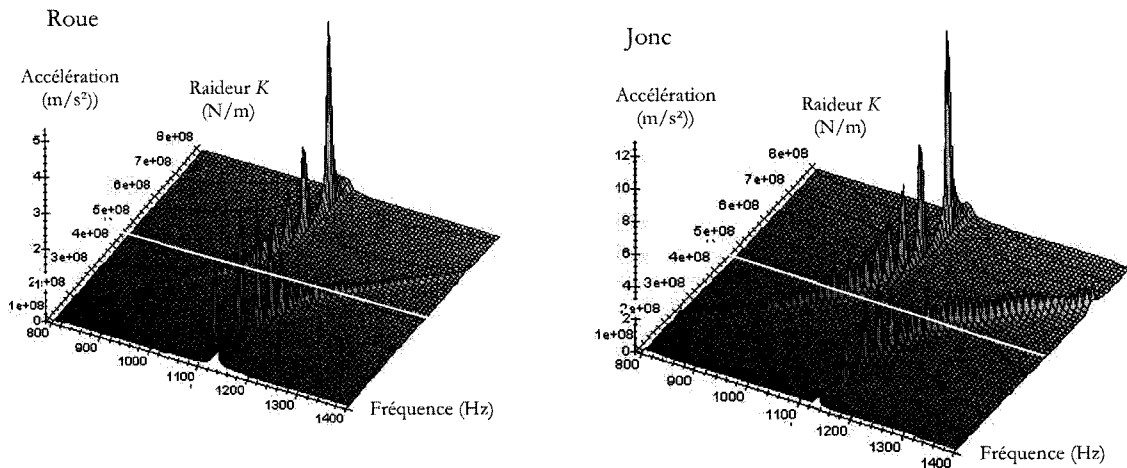


Fig. 66. Réponse en accélération de la roue et du jonc en fonction de la raideur  $K$  (système discret)

On constate en outre la très nette diminution des amplitudes autour de la précharge « optimale ». Ceci est conforme avec les relevés expérimentaux, tout comme le niveau d'accélération supérieur du système couplé (raideur élevée) par rapport au système découplé (faible raideur), cf. fig.54.

#### 4.4.2.2. Application sur la roue équipée du jonc extérieur

On utilise le modèle tridimensionnel présenté en début de chapitre. Après équilibre statique, une analyse modale précontrainte est réalisée. Cette analyse tient compte du statut du contact entre le jonc et la gorge. Le statut fermé du contact se traduit par la prise en compte d'une raideur à l'interface. L'étude est réalisée en faisant varier cette raideur, en s'assurant de la convergence de la solution lors de l'équilibre statique. La fig.67 présente l'évolution de la fréquence propre du mode Fvb 3-0 en fonction de cette raideur.



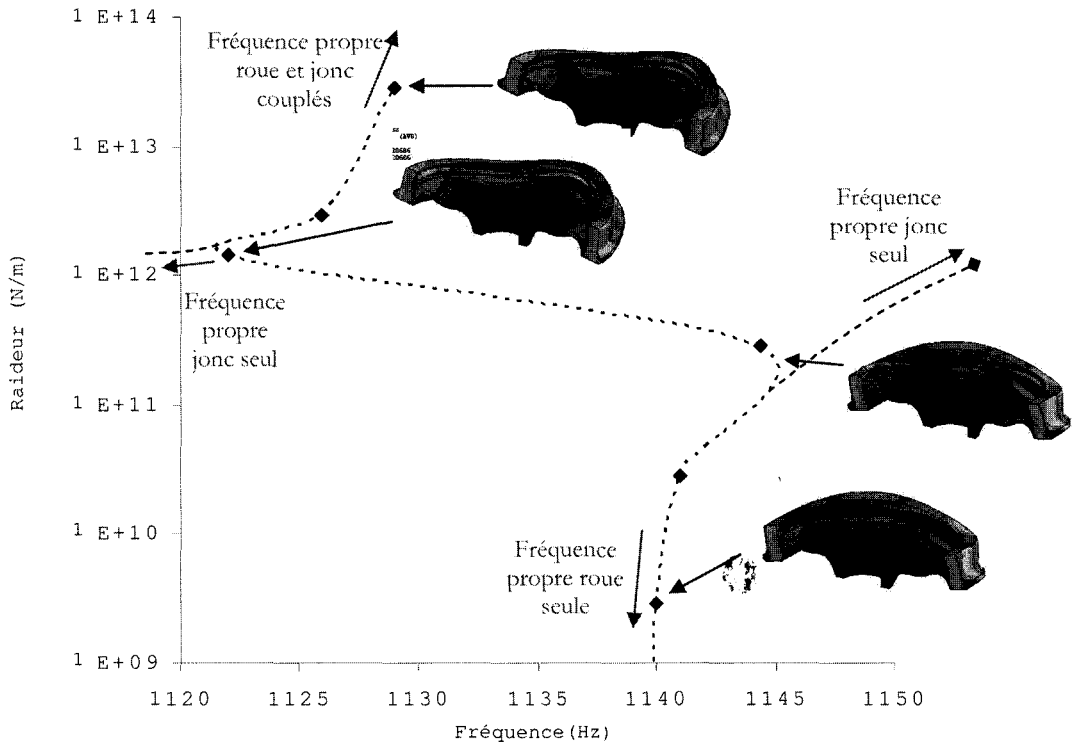


Fig.67. Evolution de la fréquence propre du mode Fvb 3-0 de la roue avec jonc en fonction de la raideur

On observe une réponse identique de la fréquence propre en fonction de la précharge que celui obtenu sur le modèle discret. Il existe une raideur pour laquelle ou une transition s'opère d'un mode de roue seule à un mode du système couplé roue-jonc. Notons que ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus expérimentalement, pour le même mode, du point de vue de la variation et de l'étalement des fréquences (cf. fig.60).

On retrouve ainsi : l'évolution en fréquence en fonction de la précharge (augmentation puis nette diminution suivi d'une légère augmentation), l'apparition de plusieurs fréquences propres, l'influence de la précharge.

Ces résultats sont établis en faisant varier la raideur de contact entre le jonc et la gorge. Dans le raisonnement, on relie implicitement l'augmentation de la précharge à une augmentation de raideur. On peut justifier cette hypothèse par le fait que la raideur de contact soit fonction de la topographie des surfaces en contact [Sherif\_1986]. La raideur est alors dépendante de l'aire de contact qui augmente avec la précharge. En effet, en faisant uniquement varier la taille de l'aire de contact dans le modèle tridimensionnel, on observe une augmentation de la fréquence du mode Fvb 3-0 ; phénomène qui traduit une augmentation de rigidité (fig.68)

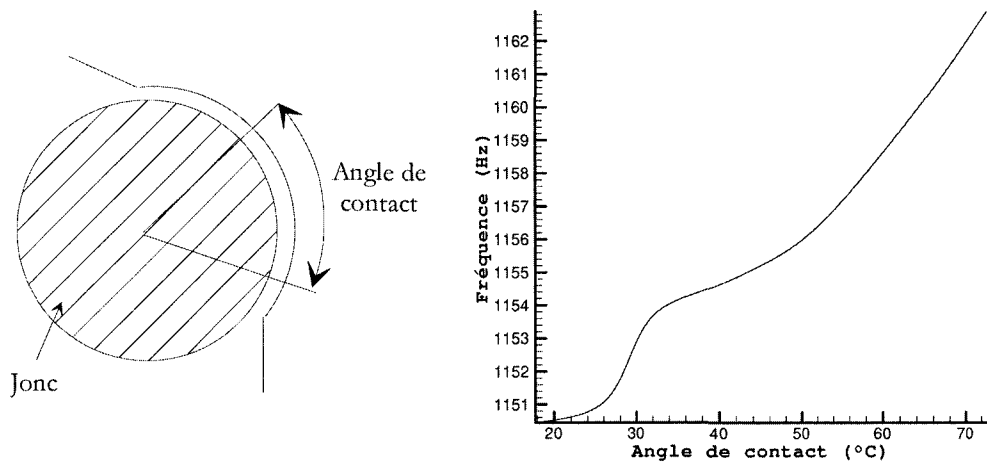
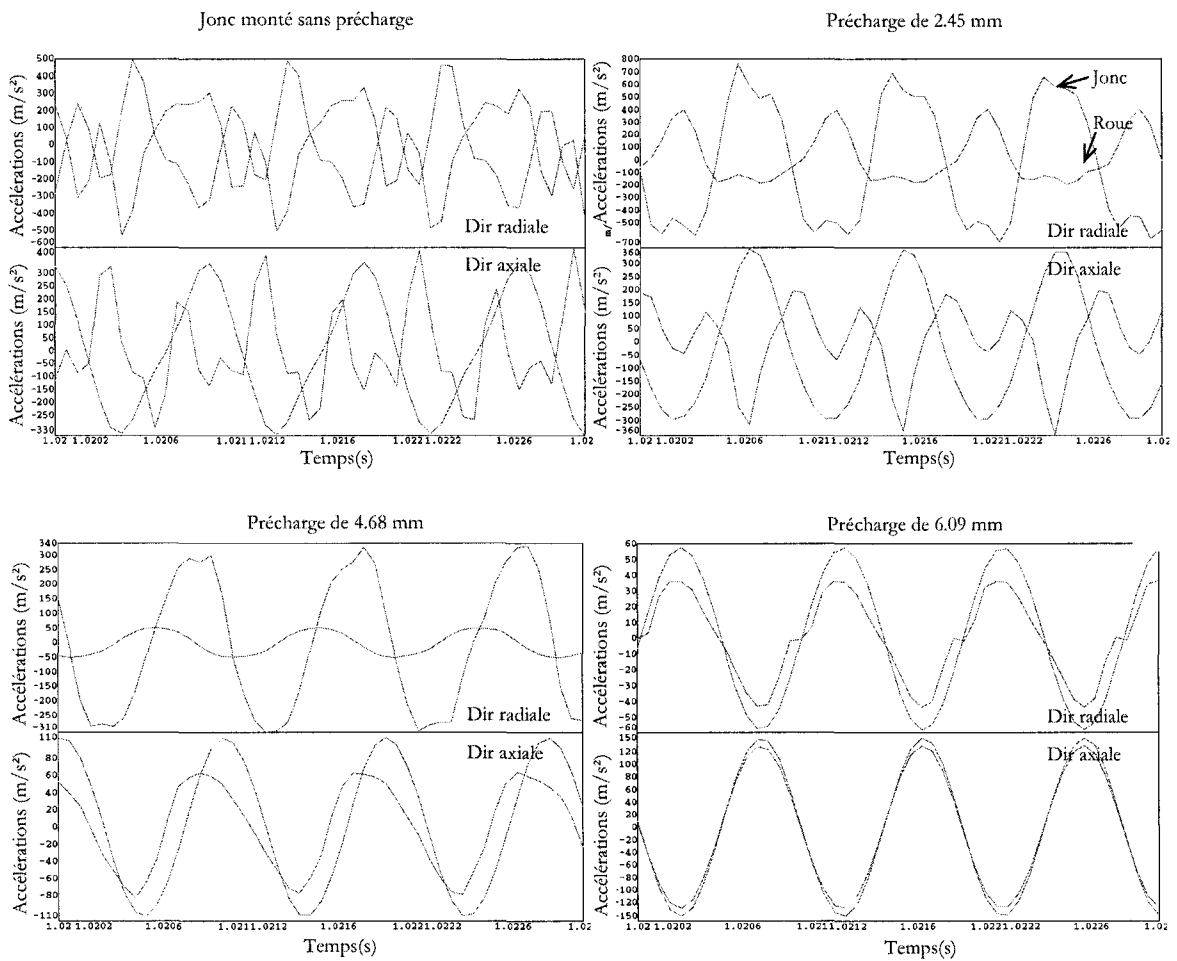


Fig.68. Evolution de la fréquence du mode Fvb 3-0 en fonction de l'aire de contact.

La notion de couplage progressif a été avancée lors de l'évolution des fréquences avec la précharge. L'analyse expérimentale d'une succession d'acquisitions temporelles pour une évolution progressive de la précharge confirme cet aspect aussi bien dans la direction axiale que radiale (fig. 69, roue en rouge et jonc en mauve)



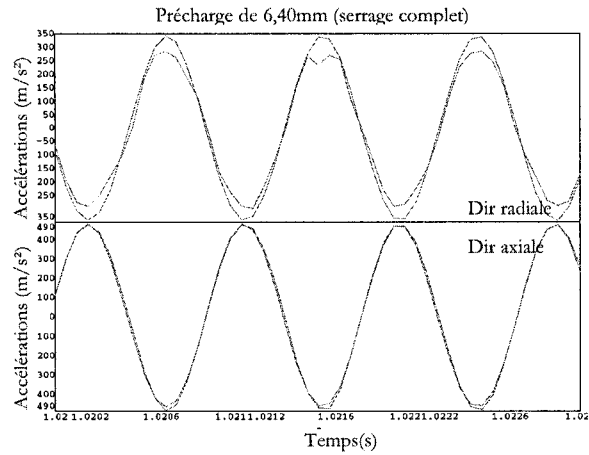


Fig. 69. Evolution du couplage entre le joint et la gorge en fonction de la précharge (relevés expérimentaux)

### 4.4.3. Analyse transitoire tridimensionnelle

#### 4.4.3.1. Discussion de l'influence du frottement et de l'impact sur l'atténuation

Au cours de la discussion précédente, les phénomènes d'impact et de frottement ont été écartés, ou tout au moins considérés comme secondaires. Il s'agit d'apporter des éléments permettant de confirmer ces points, ceci au travers d'une approche transitoire sur le mode Fvb 3-0 (à partir du modèle tridimensionnel). On modélise le système roue avec joint sous une excitation sinusoïdale ponctuelle en effort (100 N). La résolution est ici transitoire implicite. La gestion des éléments de contact est faite à l'aide d'éléments de type surface/surface avec un algorithme de Lagrangien augmenté.

Le régime permanent est atteint après une douzaine de périodes, de par les non linéarités de contact, un pas de temps faible est utilisé, ici de  $9.10^{-5}$  s. La fig.70 présente l'évolution des déplacements d'un point de la roue diamétralement opposé à celui de l'excitation, pour différentes simulations :

- roue nue,
- roue avec joint extérieur avec gestion du contact avec frottement,
- roue avec joint extérieur avec gestion du contact sans frottement.

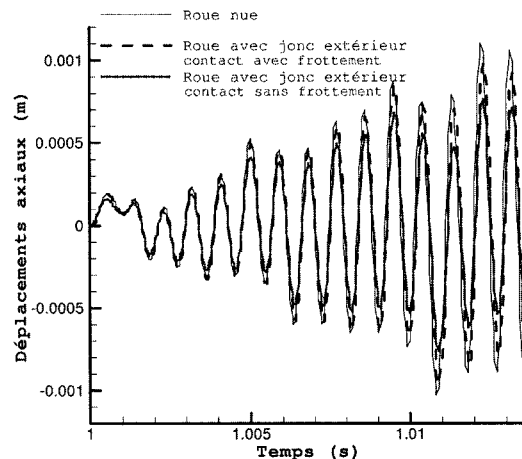


Fig.70. Comparaison des déplacements de la roue et de la roue avec joint extérieur

Pour les deux dernières périodes, une différence de 15 % est obtenue entre la roue nue et la roue équipée d'un jonc extérieur. Ceci confirme l'importance du contact entre le jonc et la gorge sur la réduction des émissions acoustiques. Analysons maintenant le frottement et les phénomènes d'impact entre le jonc et la gorge [Brunel\_2003\*].

Rôle du frottement

La simulation numérique sans frottement montre qu'il limite en fait l'atténuation. La réduction des déplacements par rapport à la roue nue est, pour le cas d'un contact sans frottement, de 19.8 % (comparée au 15 % obtenue avec la prise en compte du frottement). Ce phénomène n'est donc pas à l'origine de l'atténuation.

Phénomènes d'impact

L'analyse de l'impact est faite au travers de la pression de surface d'un élément de contact. On présente, sur la fig.71, l'évolution de la pression de contact en fonction de la circonférence et du temps, pour un nœud en fond de gorge.

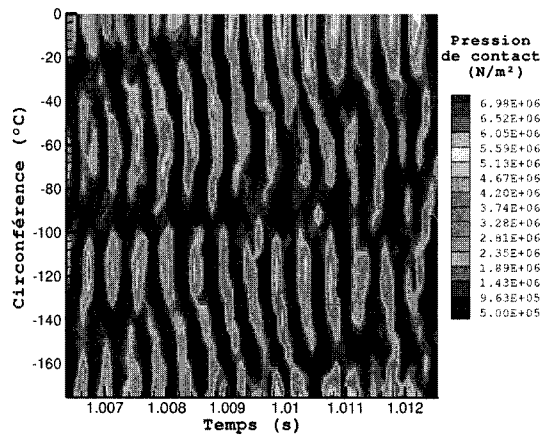


Fig.71. Evolution de la pression de contact entre le jonc et la gorge

Au cours du temps, la pression de contact fluctue essentiellement au niveau des ventres de vibrations. Cependant, on n'observe jamais une pression de contact nulle, ce qui met en évidence un contact permanent entre le jonc et la gorge. On ne peut donc pas a priori relier directement l'atténuation à un phénomène d'impact entre le jonc et la gorge.

En résumé, il semble que l'atténuation ne soit ni liée ni au frottement ni aux phénomènes d'impact entre le jonc et la gorge. Ces résultats sont compatibles avec la discussion précédente où la réduction des émissions acoustiques semble liée à un effet de couplage par augmentation de la rigidité du système.

**4.4.3.2. Analyse de la réponse vibratoire pour une précharge faible**

On décrit ici les réponses du jonc et de la roue pour le modèle transitoire précédemment défini dans le cas d'une précharge relativement faible (la contrainte de compression dans le jonc est voisine de 5 MPa, valeur déterminée à partir des résultats de l'équilibre statique, pour la même section droite où l'on caractérise la précharge expérimentale).

On présente sur la fig.72 le spectre du bandage de la roue et du jonc en fonction de la circonférence.

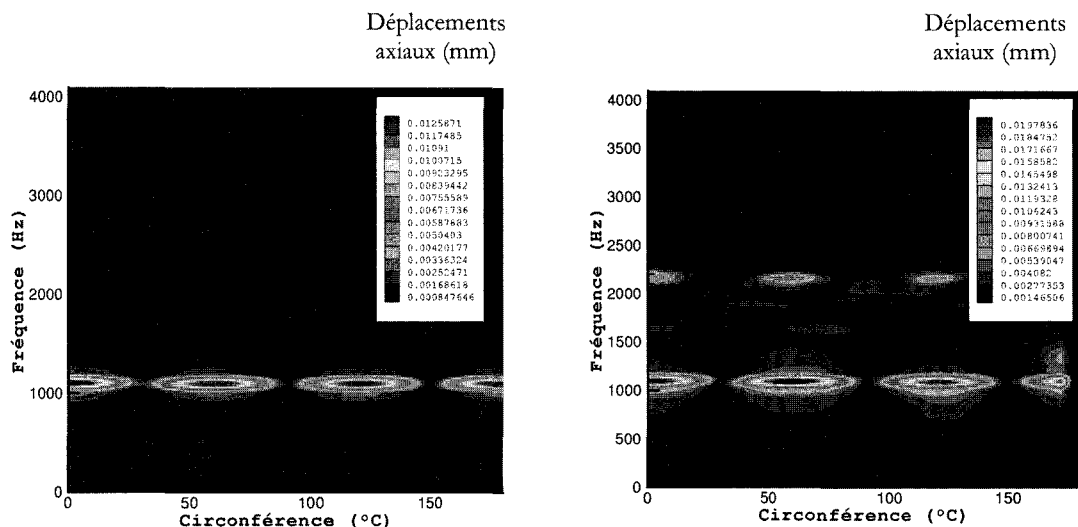


Fig.72. Spectre du bandage de la roue (à gauche) et du jonc (à droite) selon la circonférence

On relève que le bandage de la roue possède une seule fréquence de résonance qui est la fréquence d'excitation. Quant à la réponse du jonc, le spectre est constitué essentiellement de deux raies : la raie principale de la roue et sa première harmonique nettement marquée. Ces informations sont cohérentes avec les observations expérimentales (cf. fig.63), pour lesquelles on relève également le mode de la roue et ses harmoniques.

#### 4.4.4. Bilan

Les modèles numériques proposés permettent d'apporter des explications en ce qui concerne la modification des fréquences propres en fonction de la précharge ainsi que de l'atténuation des niveaux d'accélération de la roue et du jonc.

Il est montré que l'origine précise de la réduction des émissions acoustiques réside dans la modification de la rigidité de la roue avec jons qui dépend des conditions de montage et de serrage du jonc et plus précisément de l'aire de contact entre le jonc et la gorge.

L'approche transitoire tridimensionnelle permet de confirmer cette explication. Une atténuation est obtenue sur le mode Fvb 3-0 étudié. Les résultats obtenus dans le cas d'une précharge faible semblent cohérents avec les informations expérimentales, même si des simulations complémentaires pour différentes précharges devront être menées. Une analyse de l'influence du frottement et des phénomènes d'impact entre le jonc et la gorge a montré que ces deux phénomènes secondaires, pour l'atténuation, par rapport au phénomène de couplage par augmentation de la rigidité du système.

L'approche proposée est cependant une voie prometteuse pour dégager des règles générales dans la phase d'amélioration et d'optimisation de la solution.

## *Conclusions et perspectives*

Les travaux de recherche présentés dans ce rapport concernent l'étude vibro-acoustique des roues ferroviaires.

L'objectif final était de **clarifier les mécanismes à l'origine de l'atténuation sonore**, lors d'un passage en courbe, par insertion d'un jonc métallique dans le bandage de la roue. Cependant, une étape préalable s'est avérée nécessaire : **l'identification des modes crissants**. Elle soulève la problématique complexe du crissement qui dépasse largement l'application du crissement en courbe.

Du point de vue de la méthodologie, le souci permanent fut l'identification des mécanismes physiques à l'origine des phénomènes d'excitation et d'atténuation. Différents modèles numériques ont été proposés, de complexité variable, avec des stratégies numériques visant à réduire les tailles des modèles et les temps de résolution. Leur développement s'est inscrit dans la démarche de compréhension des phénomènes, les moyens expérimentaux ont été également étroitement associés à cette démarche.

### **1. Conclusions et perspectives sur l'instabilité de crissement**

Après avoir défini les bases modales numériques et les avoir validées expérimentalement, une première étude vibro-acoustique est menée avec une excitation simplifiée de type harmonique. Le post-traitement acoustique est conduit par deux méthodes : par éléments finis et éléments frontières. Les résultats obtenus sont comparables et cohérents avec les niveaux acoustiques expérimentaux. Néanmoins, l'interprétation des résultats en terme de puissance acoustique montre que trop de modes sont excités de par le caractère large bande de l'excitation.

L'identification des modes crissants passe alors par la prise en compte du contact entre la roue et le rail. Deux types d'approches peuvent être distinguées dans la littérature. La première consiste en l'étude de la stabilité des modes complexes. En effet, par la prise en compte des conditions de contact, les matrices de masse et de raideur ne sont plus symétriques et conduisent à la détermination de fréquences propres complexes, dont le signe de la partie réelle conditionne la stabilité. Quant à la seconde, elle privilégie une résolution du problème dynamique transitoire fortement non linéaire et permet une détermination des niveaux vibratoires. C'est cette approche que nous avons adoptée dans ce travail.

Deux types de résolution sont proposés :

La première vise à introduire les paramètres du contact dans la loi de frottement. Celle-ci est donc dépendante de la vitesse, conformément aux relevés expérimentaux. Un calcul est proposé en ce sens, avec l'originalité d'une décomposition axi-harmonique transitoire pour la résolution, ce qui permet de réduire la taille du problème numérique. Les résultats conduisent à une meilleure identification des modes susceptibles de crisser par rapport à l'approche harmonique. Ces modes présentent le même comportement modal avec une déformation importante au niveau du bandage de la roue. La saturation de la loi de frottement ne modifie que les amplitudes des niveaux vibratoires des principaux modes crissants. Cependant, l'inconvénient, commun à tous les travaux considérant un coefficient de frottement variable en vitesse, est l'interprétation physique de cette dépendance et la difficulté de son identification.

L'approche en glissement stationnaire permet quant à elle de palier en partie cette limitation. L'aire de contact est ici discrétisée avec un coefficient de frottement local uniforme et constant.

L'apparition d'ondes d'adhérence-glissement-décollement et la variation transitoire du champ de contact conduisent à exciter la structure. Cette excitation se traduit d'ailleurs à l'échelle macroscopique par une variation du coefficient de frottement global dans les cas où le crissement apparaît. La variation du frottement avec la vitesse n'est plus alors utilisée comme source d'excitation mais est vue comme une conséquence de l'instabilité. Les premiers résultats conduisent de plus à une identification précise des modes crissants et des conditions d'occurrence. Soulignons, pour ces deux points, la bonne cohérence avec les données expérimentales. Enfin, cette approche permet de donner des éléments précis quant à la raison de l'excitation des modes crissants parmi l'ensemble des modes instables. Ces résultats indiquent plus largement que le glissement stationnaire peut s'appliquer sur des structures réelles, tridimensionnelles avec des résultats pertinents.

En perspective à ces développements, une étude expérimentale de la propagation des ondes vibratoires et acoustiques permettrait de valider plus finement les résultats. Côté simulation numérique, il serait intéressant de compléter les approches utilisées ici par celle de l'étude de la stabilité des modes complexes du système couplé.

En ce qui concerne le glissement stationnaire, même si les résultats s'avèrent pertinents, le cheminement jusqu'à une modélisation complète des instabilités de contact reste ouvert. Le modèle de contact peut être enrichi par une description des imperfections de surface et par la prise en compte des phénomènes autres que mécaniques : dissipation thermique et couplage thermomécanique, comportement non linéaire des matériaux, dégradation des surfaces, etc. Sur l'application du crissement, différents paramètres d'influence, tel que le glissement longitudinal sur les conditions d'occurrence de l'instabilité peuvent également être introduits.

Sur le modèle existant, une étude paramétrique sur les vitesses latérales et la valeur du coefficient de frottement local pourra être menée. Elle pourrait conduire à une meilleure identification de l'impact des instabilités sur la loi de frottement en vitesse. Celle-ci reposerait alors sur une base parfaitement identifiée, ce qui rendrait plus pertinente l'utilisation des approches qui décrivent les excitations à l'aide de la loi de frottement.

## **2. Conclusions et perspectives sur l'origine de l'atténuation par joncs métalliques**

Le second volet de l'étude est l'origine de l'atténuation sonore par introduction de joncs métalliques dans le bandage de la roue. L'efficacité très variable de la solution nécessite une optimisation, qui passe dans un premier temps par l'identification des mécanismes de dissipation d'énergie. Deux mécanismes sont généralement avancés : le frottement et l'impact.

Les modèles numériques présentés dans ce travail tendent à éliminer le frottement et l'impact et montrent une influence importante de la précharge entre le jonc et la gorge avec la notion de précharge optimale pour laquelle l'émission acoustique est minimale. Ce dernier point est confirmé expérimentalement par des mesures acoustiques en chambre réverbérante. L'étude précise des spectres d'accélération de la roue et du jonc indique, pour des précharges proches de la valeur optimale, une modification importante de la fréquence propre de la roue et une atténuation des niveaux d'accélération de la roue et du jonc.

A partir d'un modèle discret à deux degrés de liberté, l'influence de la raideur de contact entre le jonc et la roue sur ces modifications de fréquence propre et sur la diminution des niveaux d'accélération a pu être explicitée. Une application tridimensionnelle par éléments finis sur le système complet a permis d'expliquer les mécanismes à l'origine de l'atténuation : l'augmentation de la rigidité, par ajout de précharge, conduit à un couplage progressif entre le jonc et la roue. Il existe alors une transition d'un mode de roue seule à un mode de roue et de jonc couplé. La justification de la variation de la rigidité en fonction de la précharge est discutée principalement par l'augmentation

de l'aire de contact entre le jonc et la gorge. Un modèle transitoire est finalement présenté, qui confirme l'explication proposée.

Deux perspectives peuvent être énoncées quant à l'atténuation par joncs métalliques :

- du point de vue de la **description de l'atténuation**, une analyse plus fine des variations du contact roue-gorge doit être menée. Les calculs doivent être réalisés pour différentes précharges. Enfin, des imperfections peuvent être introduites afin d'expliquer le comportement en flexion du jonc et l'influence des états de surface. Ces différents aspects pourront être appréhendés à l'aide du modèle transitoire tridimensionnel proposé,
- du point de vue de **l'amélioration de l'efficacité du système**, la solution passe par une maîtrise de la rigidité de l'ensemble et par un étalement maximal du spectre de fréquences atténuées. En pratique, deux joncs peuvent être placés dans le bandage de la roue, réglés différemment pour atténuer différents modes crissants. Le réglage de la rigidité est lié à celui de la précharge mais aussi à la géométrie du jonc et de la gorge, paramètres également variables. Plus largement, différentes voies d'amélioration peuvent être explorées : la modification de la géométrie de l'aire de contact, la position des joncs, la nature du matériau utilisé, etc.



## Bibliographie

- [Adams\_1995] ADAMS G.G.  
Self-excited oscillations of two elastic half-spaces sliding with a constant coefficient friction. *ASME J. Appl. Mech.* **62** (1995) 867-872.
- [Adams\_1998] ADAMS G.G.  
Steady state sliding of two elastic half-spaces with friction reduction due to interface stick-slip. *ASME J. Appl. Mech.* **65** (1998) 470-475.
- [Akai\_2002] AKAI A.  
Acoustics of friction. *J. Acoust. Soc. Am.* **111** (4)(2002) 1525-1548.
- [Barber\_1969] BARBER J.R.  
Thermoelastic instabilities in the sliding of conforming solids. *Proc. Roy. Soc.* **A312** (1969) 381-384.
- [Beguet\_1985] BEGUET B., ALLGEYER B.  
Modélisation des sources de bruit industriel à partir d'une antenne de champ proche et technique des rayons. *Journée scientifique du GALF : 'Modélisation des sources et prevision acoustique'*, Toulouse, 23 avril 1985.
- [Bergman\_1999] BERGMAN F., ERIKSSON M., JACOBSON S.  
Influence of disc topography on generation of brake squeal. *Wear* **255-229** (1999) 621-628.
- [Berthier\_1996] BERTHIER Y.  
Mécanismes et tribologie. *Thèse ès Science*, INSA de Lyon (1988)
- [Bo\_1982] BO L.C, PAVELESCU D.  
The friction-speed relation and its influence on the critical velocity of stick-slip motion. *Wear* **82** (1982) 277-289.
- [Boudot\_1995] BOUDOT J.P.  
Modélisation des bruits de freinage des vehicules industriels. *Thèse de doctorat*, Ecole Centrale de Lyon (1995).
- [Bowden\_1950] BOWDEN F.P, TABOR D.  
The friction and lubrication of Solids. *Clarendon Press*, Oxford (1950).
- [Bowden\_1966] BOWDEN F.P, TABOR D.  
Friction, lubrication and wear : a survey of work during the last decade. *Brit. J. Appl. Phys.* **17** (1966) 1521-1544.
- [Brunel\_2003<sup>a</sup>] BRUNEL J.F, DUFRÉNOY P, CHARLEY J, DEMILLY F.  
Attenuation of the squeal noise of railway wheels using metallic rings. *Proc. of ISCV10*. Stockholom, 7-10 july (2003) 1681-1688.
- [Brunel\_2003<sup>b</sup>] BRUNEL J.F, DUFRÉNOY P, CHARLEY J, MUNOZ J.L, DEMILLY F.  
Optimisation de la réduction de bruit des roues ferroviaires par joncs métalliques. *Proc. of TILT*. Lille, 2-4 décembre (2003) 611-618.
- [Brunel\_2004<sup>a</sup>] BRUNEL J.F, DUFRÉNOY P, DEMILLY F.  
Modelling of squeal noise attenuation of ring damped wheels. *Applied Acoustics* **65**(5) (2004) 457-471.
- [Brunel\_2004<sup>b</sup>] BRUNEL J.F, DUFRÉNOY P, NAIT M, MUNOZ J.L, DEMILLY F.  
Transient models for curve squeal noise. *Proc. 8<sup>th</sup> Int. Workshop on Railway Noise*. Buxton, 8-11 september (2004) 635-642.
- [Bucher\_2002] BUCHER F, KNOTHE K, THEILER A.  
Normal and tangential contact problem of surfaces with measured roughness. *Wear* **253** (2002) 204-218.
- [Bureau\_2001] BUREAU L, BAUMBERGER T, CAROLI C, RONSIN O.  
Low-velocity friction between macroscopic solids. *C. R. Acad. Sci. Paris t.2, Série IV* (2001) 699-707.

- [Caridi\_2002] CARIDI J.P.  
Caractérisation des paramètres de frottement à l'origine de phénomènes vibroacoustiques. *Thèse de doctorat*, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambresis (2002).
- [Carter\_1926] CARTER J.W.  
On the action of a locomotive driving wheel. *Proc. of the Royal Society* **A-112** (1926) 151-157.
- [Chambrette\_1991] CHAMBRETTE P.  
Stabilité des systèmes dynamiques avec frottement sec, application au crissement des freins. *Thèse de doctorat*; Ecole Centrale de Lyon (1991).
- [Chen\_2003] CHEN G.X., ZHOU Z.R.  
Correlation of a negative friction-velocity slope with squeal generation under reciprocating sliding conditions. *Wear* **255** (2003) 376-384.
- [Cheng\_2003] CHENG C.C, WANG J.Y.  
Free vibration analysis of a resilient impact damper. *Int. J. of Mech. Sci.* **45** (2003) 589-604.
- [Chiello\_2003] CHIELLO O.  
Stability analysis, time-domain solutions and vertical dynamics in the modelling of curve squeal generated by rail bound vehicles. *Proc of Euronoise*, Naples (2003) paper ID: 168, 1-6.
- [Chiello\_2004] CHIELLO O., AYASSE J.B., VINCENT N., KOCH J.-R.  
Curve Squeal of Urban Rolling Stock. Step3: Theoretical Model. *Proc. 8<sup>th</sup> Int. Workshop on Railway Noise*. Buxton, 8-11 september (2004) 225-235.
- [Connan\_1993] CONNAN P., BARBILLON C.  
Comparaison des dispositifs d'insonorisation pour roues monoblocs du matériel MF77. *Rapport d'essais VALDUNES*, Décembre 1993.
- [Courtel\_1978] COURTEL R.  
Le frottement sec vues passées et présentes sur les mécanismes du frottement sec. *Revue Française de Mécanique* **66** (1978) 23-29.
- [De Beer\_2003] DE BEER F.G, JANSSENS M.H.A, KOOIJMAN P.P.  
Squeal noise of rail-bound vehicles influenced by lateral contact position. *J. of Sound and Vibration* **267** (2003) 497-507.
- [Descartes\_2001] DESCARTES S., BERTHIER Y.  
Frottement et usure étudiés à partir de la rhéologie et des débits de 3<sup>ème</sup> corps solide. *Matériaux et Techniques*; n°1-2 (2001).
- [Desplanques\_2001] DESPLANQUES Y., COPIN R., DEGALLAIX G., BERTHIER Y.  
Approche expérimentale pour l'étude tribologique des matériaux en freinage : application au TGV. *4<sup>ème</sup> J. Européennes du Freinage*, Lille, 13-14 décembre (2002) 19-28.
- [Dufrénoy\_1995] DUFRÉNOY P.  
Etude du comportement thermomécanique des disques de frein vis-à-vis des risques de défaillance, Application au domaine ferroviaire. *Thèse de Doctorat*, Université des Sciences et Technologies de Lille (1995).
- [Dufrénoy\_1998] DUFRÉNOY P. PANIER S., WEICHERT D.  
Etude sur les points chauds dans les freins à disque ferroviaire. *3<sup>ème</sup> J. Européennes du Freinage*, Lille, 9-10 décembre (1998) 245-257.
- [Dufrénoy\_2003] DUFRÉNOY P., WEICHERT D.  
A thermomechanical model for the analysis of disc brakes fracture mechanisms. *J. of Thermal Stresses* **26**(8) (2003) 815-828.
- [Earles\_1978] EARLES S.W.E., BADI M.N.M.  
On the interaction of two pin-disc system with reference to the generation of disc brake squeal. *SAE congres*; paper 78 0331 (1978) 1-8.

- [Eriksson\_1999] ERIKSSON M, BERGMAN F, JACOBSON S.  
Surface characterisation of brake pads after running under silent and squealing conditions. *Wear*, **232** (1999) 163-167.
- [Ernould\_1994] ERNOULT.  
Etude acoustique et vibratoire de la ligne C du metro de Lyon. *Rapport d'essais n°94.220, affaire 94/234/TE* (1994).
- [Fan\_1996] FAN X., LIPPMANN H.  
Elastic-plastic buckling of plates under residual stress. *Advances in Engineering plasticity and its applications* éditeur T. Abe & T. Tsuta Eds. Amsterdam Pergamon Press (1996) 95-100.
- [Fieldhouse\_1996] FIELDHOUSE J.D., NEWCOMB T.P.  
Double pulsed holography used to investigate noisy brakes. *Optics and Lasers in Engineering* **25** (1996) 455-494.
- [Findberg\_1990] FINDBERG U.  
A model of wheel-rail squealing noise. *J. of Sound and Vibration* **143**(3) (1990) 365-377.
- [Godet\_1983] GODET M.  
Aspects mécaniques de la tribologie. 6<sup>ème</sup> congrès de français de mécanique ; Lyon ; 5-9 septembre 1983.
- [Greenwood\_1966] GREENWOOD J.A., WILLIAMSON J.P.  
Contact of nominally flat surfaces. *Proc. Roy. Soc. London* **A295** (1966) 300-319.
- [Guangxiong\_2002] GUANGXIONG C. ZHONGRONG Z., KAPSA P. VINCENT L.  
Effect of surface topography on formation of squeal under reciprocating sliding. *Wear* **253** (2002) 411-423.
- [Heckl\_2000<sup>a</sup>] HECKL M.A., ABRAHAMS I.D.  
Curve Squeal of Train Wheels (part1). *J. of Sound and Vibration* **229**(3) (2000) 669-693.
- [Heckl\_2000<sup>b</sup>] HECKL M.A., ABRAHAMS I.D.  
Curve Squeal of Train Wheels (part2). *J. of Sound and Vibration* **229**(3) (2000) 695-707.
- [Ionescu\_1996] IONESCU I.R., PAUMIER J.-C.  
On the contact problem with slip displacement dependent friction in elastostatics. *Int. J. Engng. Sci.* **34 N°4** (1996) 471-491.
- [Jakobsen\_1986] JAKOBSEN J.  
On Damping of Railway Brake Squeal. *Noise Control Engineering Journal* **27 N°2** (1986) 46-51.
- [Jarvis\_1963] JARVIS R.P., MILLS B.  
Vibrations induced by friction. *Proc. of the Institution of Mechanical Engineers* **178** (1963) 847-857.
- [Jiang\_2001] JIANG J., ULBRICH H.  
Derivation of coefficient of friction at high sliding speeds from energy conservation over the frictional interface. *Wear* **247** (2001) 66-75.
- [Johnson\_1985] JOHNSON K.L.  
*Contact mechanics*, Cambridge University Press (1985).
- [Kalker\_1990] KALKER J.J.  
*Three-dimensional Elastic Bodies in Rolling Contact*, Dordrecht, Boston : Kluwer Academic Publishers (1990).
- [Kalker\_1996] KALKER J.J., PERIARD F.  
Wheel-rail noise : impact, random, corrugation and tonal noise. *Wear*, **191** (1996) 184-187.

- [Kao\_2000] KAO T. RICHMOND J.W., DOUARRE A.  
Brake disc hot spotting and thermal judder : an experimental and finite element study. *Int. J. of Vehicle Design* **23**(3/4) (2000) 276-296.
- [Kennedy\_1984] KENNEDY F.E.  
Thermal and thermomechanical effect in dry sliding. *Wear* **100** (1984) 453-476.
- [Kikuchi\_1988] KIKUCHI N., ODEN J.T.  
Contact Problems in Elasticity: A Study of Variational Inequalities and Finite Element Methods. *SIAM*, Philadelphia(1988).
- [Kinkaid\_2003] KINKAID N.M, O'REILLY O.M, PAPADOPOULOS P.  
Automotive disc brake squeal. *J. of Sound and Vibration*; **267** (2003) 105-166.
- [Kooijman\_2000] KOOIJMAN P.P., VAN VLIET W.J., JANSSENS M., DE BEER F.  
Curve squeal of railbound vehicles (part2): set-up for measurement of creepage dependent friction coefficient. *Proc. of Internoise* (2000) Nice (France); Vol 3, 1564-1567.
- [Kraft\_1967] KRAFT K.  
Der einfluss der fahrgeschwindigkeit auf den haftwert zwischen rad und schiene. *Archive für Eisenbahntechnik* **22** (1967) 58-78.
- [Linck\_2003] LINCK V, BAILLET L, BERTHIER Y.  
Modeling the consequence of local kinematics of the first body on friction and on third body sources in wear. *Wear* **255** (2003) 299-308.
- [Ling\_1964] LING F.F., PU S.L.  
Probable interface temperatures of solids in sliding contact. *Wear* **7** (1964) 23-24.
- [Lopez\_1999] LOPEZ I.  
Theoretical and experimental analysis of a ring-damped railway wheels. *Phd Thesis*; Universidad de Navarra (1999).
- [Lopez\_2003] LOPEZ I, BUSTURIA J.M, NIJMEIJER H.  
Energy dissipation of a friction damper. *J. of Sound and Vibration Wear* **278**(3) (2003) 539-561.
- [Lorang\_2004] LORANT X., FOURNIER D., NGUYEN Q.S., FOY F. GAUTIER P.E.  
The T.G.V. disk brake squeal. *Proc. 8<sup>th</sup> Int. Workshop on Railway Noise*. Buxton, 8-11 september (2004) 245-253.
- [Majcherczak\_2003] MAJCHERCZAK D.  
Etude thermique d'un contact glissant. *Thèse de Doctorat*, Université des Sciences et Technologies de Lille (2003).
- [Majcherczak\_2004] MAJCHERCZAK D., DUFRÉNOY P., NAÏT M.  
Third body influence on thermal friction contact problems – Application to braking problem. *ASME J. of Tribology* (2004) in print.
- [Martins\_1990] MARTINS J.A.C., GUIMARÃES J., FARIA L.O.  
On the origins of friction-induced oscillations. *Proc. of the int. Workshop on mathematical modelling in lubrication*. Vigo, Spain (1990).
- [Martins\_1995] MARTINS J.A.C., SIMOES F.M.F.  
On some sources of instable/illposedness in elasticity with Coulomb's friction. *Contact Mechanics*, Marseille (1995).
- [Mazo\_1978] MAZO L., CASSAGNE B., BADIE-LEVET D., BARDON J.P.  
Etude des conditions de liaison thermique dans le cas du frottement sec metal-plastique. *Rev. Gén. Therm.* **204** (1978) 919-933.
- [Mindlin\_1949] MINDLIN R.D.  
Compliance of elastic bodies in contact. *Trans. of ASME Series E* **16** (1949) 259-268.

- [Moirot\_1998] MOIROT F.  
Etude de la stabilité d'un équilibre en présence de frottement de Coulomb. *Thèse de Doctorat*, Ecole Polytechnique (1998).
- [Moirot\_2000] MOIROT F, NGUYEN Q.S.  
Brake squeal : a problem of flutter instability of the steady sliding solution. *Arch. Mech*; **52** (2000) 645-651.
- [Moirot\_2002] MOIROT F, NGUYEN Q.S, OUESLATI A.  
An example of stick-slip and stick-slip-separation waves. *European Journal of Mechanics A/Solids*; **22** (2002) 107-118.
- [Monk-Steel\_2004] MONK-STEEL A.D, THOMPSON D.J, DE BEER F.G, JANSSENS M.H.A..  
An investigation into the influence of longitudinal creepage on railway squeal noise due to lateral creepage. *Proc. 8<sup>th</sup> Int. Workshop on Railway Noise*. Buxton, 8-11 september (2004) 711-720.
- [Mroz\_1994] MROZ Z, STUPKIEWICZ.  
An isotropic friction and wear model. *Int. J. Solids Structures* **31**(8) (1994) 1113-1131
- [Niccolini\_2001] NICCOLINI E.  
Adhérence roue/rail en traction - réalité tribologique en condition de démarrage. *Thèse de doctorat*, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (2001).
- [Oden\_1985] ODEN J.T., MARTINS J.A.C.  
Models and computational methods for dynamic friction phenomena. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* **52** (1985) 527-634.
- [Oueslati\_2003] OUESLATTI A., NGUYEN Q.S., BAILLET L.  
Ondes adhérence-glisement-décollement sous contact unilatéral frottant. *Comptes Rendus Mécanique* **331** (2003) 133-140.
- [Panier\_2002] PANIER S.  
Etude théorique et expérimentale des points chauds dans les organes de friction, Application au freinage ferroviaire. *Thèse de Doctorat*, Université des Sciences et Technologies de Lille (2002).
- [Panier\_2004] PANIER S., DUFRÉNOY P., BRUNEL J.F., WEICHERT D.  
Progressive waviness distortion : a new approach of hot spotting in disc brakes. *J. of Thermal Stresses* (2004) in print.
- [Périard\_1995] PÉRIARD F., KALKER J.J.  
Curve squeal noise by trams. Part 1 to 4. Report of the Faculty of Technical Mathematics and Informatics 95-118 to 121, Delft University of Technology, Delft, Netherlands (1995).
- [Rabinowicz\_1958] RABINOWICZ E.  
the intrinsic variables affecting the stick-slip process. *Proc. of the royal physic society* **71** (1958) 668-675.
- [Remington\_1985] REMINGTON P.J.  
Wheel/rail squeal and impact noise: what do we know? What don't we know? Where do we go from here?. *J. of Sound and Vibration* **116**(2) (1985) 339-353.
- [Renard\_1998] RENARD Y.  
Modélisation des instabilités liées au frottement sec des solides élastiques, aspects théoriques et numériques. *Thèse de doctorat*. Université Joseph Fourier – Grenoble I (1998).
- [Rudd\_1976] RUDD M.J.  
Wheel/rail noise, part II: wheel squeal. *J. of Sound and Vibration* **46** (1976) 381-394.

- [Sherif\_1986] SHERIF H.A.  
Etude théorique et expérimentale des vibrations induites par le frottement de glissement à sec (Applications au cas du crissement). *Thèse de Doctorat*, Université du Caire (1986).
- [Sherif\_2004] SHERIF H.A.  
Investigation on effect of surface topography of pad/disc assembly on squeal generation. *Wear* **257** (2004) 687-695.
- [Spurr\_1961] SPURR R.T.  
A theory of brake squeal. *Proceedings of instr. Mech. Ing.* N°1 (1961) 33-44.
- [Thompson\_1996] THOMPSON D.J., HEMSWORTH B., VINCENT N.  
Experimental validation of the twins prediction program for rolling noise, Part 1 : description of the model and method. *J. of Sound and Vibration* **193**(1) (1996) 123-135.
- [Thompson\_2000] THOMPSON D.J., JONES C.J.C.  
A review of the modelling of wheel-rail noise generation. *J. of Sound and Vibration* **231**(3) (2000) 519-536.
- [Uetz\_1978] UETZ H., FÖHL J.  
Wear as an energy transformation process. *Wear* **49** (1978) 253-264.
- [Verheijen\_1999] VERHEIJEN E., VAN HAAREN R., VAN DEN BRINK J.  
A measurement protocol for curve squeal noise. *Proc. 29<sup>th</sup> Int. Congress on noise control engineering*. D. Cassereau Ed., SFA Publisher 3 Nice, 27-30 august (2000) 1573-1576.
- [Vermeulen\_1964] VERMEULEN P.J., JOHNSON K.L.  
Contact of nonspherical elastic bodies transmitting tangential forces. *J. of Applied Mechanics, Transactions of the ASME* **31** (1964) 338-340.
- [Vincent\_2003] VINCENT N., KOCH J.R.  
Prédit Crissement, Rapport final de la phase 4.2, Test en ligne de dispositifs anti-crissement sur le metro RATP, *Rapport VIBRATEC* (2003).
- [Vincent\_2004<sup>a</sup>] VINCENT N., KOCH J.R., CHOLLET H., GUERDER J.Y.  
Curve squeal of urban rolling stock; Step 1: state of the art and field measurements. *Proc. 8<sup>th</sup> Int. Workshop on Railway Noise*. Buxton, 8-11 september (2004) 201-212.
- [Vincent\_2004<sup>b</sup>] VINCENT N., KOCH J.R., CHOLLET H., CHIELLO O.  
Curve squeal of urban rolling stock; Step 2: parametric study on a 1/4 scale test rig. *Proc. 8<sup>th</sup> Int. Workshop on Railway Noise*. Buxton, 8-11 september (2004) 213-223.
- [Vinolas\_1998] VINOLAS J.  
Ring damped wheel solution report. *Technical report 3F8U12T1.DZ* – Brite Euram project BE95-1238 Silent Freight (1998).
- [Wetta\_1985] WETTA P., BEGUET B., PARENT DE CURZON E.  
Experimental analysis of wheel/rail noise by near field acoustical imaging. *4<sup>th</sup> Workshop on railway noise, Nederland*, Septembre 1985.
- [Wetta\_1995] WETTA P., DEMILLY F.  
Reduction of wheel squeal noise generated on curves or during braking. *Proc. 5<sup>th</sup> International Wheelset Congress*, Paris (1995) 17-22.
- [Wetta\_2000] WETTA P., SULIN F., COBLENTZ A., DEMILLY F.  
Acoustic Evaluation of Wheels for Silent Freight Brite Project. *Fiche de Recherche : AS416* (2000) 1-9.
- [Zhai\_2004] ZHAI H., HUANG Z.  
Instabilities of sliding friction governed by asperity interference mechanisms. *Wear* **257** (2004) 414-422.

