

**UNIVERSITÉ DE LILLE**

École doctorale ENGSYS-632 (U. de Lille, CL Institut, IMT, U. Gustave Eiffel)

Unité de recherche LaMcube

Thèse présentée par **Valentin BRUANT**

Soutenue le **9 décembre 2024**

En vue de l'obtention du grade de docteur de l'Université de Lille

Discipline **Mécanique des solides, des matériaux, des structures et des surfaces**

# **Modélisation transitoire des mécanismes de localisations thermomécaniques macroscopiques dans un contact frottant. Application aux freins à disque**

**Thèse dirigée par** Philippe DUFRENOY directeur  
Jean-François BRUNEL co-directeur

## **Composition du jury**

<i>Rapporteurs</i>	Stéphane PANIER	Professeur des universités - Université de Picardie Jules Verne	
	Honoré YIN	Directeur de recherche - laboratoire Navier	
<i>Examineurs</i>	Emmanuelle ROUHAUD	professeur au Professeure des universités	président du jury
	Yassine WADDAD	- Université technologique de Troyes Docteur ingénieur - Hitashi Astemo France	
<i>Directeurs de thèse</i>	Philippe DUFRENOY	Professeur des universités - Université de Lille	
	Jean-François BRUNEL	Maître de conférences HDR - Université de Lille	

## COLOPHON

Mémoire de thèse intitulé « Modélisation transitoire des mécanismes de localisations thermomécaniques macroscopiques dans un contact frottant. Application aux freins à disque », écrit par Valentin BRUANT, achevé le 6 mars 2025, composé au moyen du système de préparation de document  $\text{\LaTeX}$  et de la classe yathesis dédiée aux thèses préparées en France.

**Mots clés:** freinage, thermomécanique, tribologie, multi-échelle, instabilité

**Keywords:** brake, thermomechanical, tribological, multi-scale, instability



Cette thèse a été préparée au

**LaMcube**

LaMcube

Batiment ESPRIT, Cité Scientifique

59650 Villeneuve d'Ascq CEDEX

France

☎ (33)

Site <https://lamcube.univ-lille.fr/>





**MODÉLISATION TRANSITOIRE DES MÉCANISMES DE LOCALISATIONS THERMOMÉCANIQUES MACROSCOPIQUES DANS UN CONTACT FROTTANT. APPLICATION AUX FREINS À DISQUE****Résumé**

Les observations sur des freins à disque révèlent l'apparition, pour des sollicitations généralement sévères, de localisations thermiques en surface des disques. Parmi ces phénomènes, les localisations circonférentielles macroscopiques (points chauds) restreignent les aires de contacts par déformations hors plan liées aux dilatations thermiques. Les conséquences sont critiques, avec des risques de fissuration accrue ou des vibrations basses fréquences qui peuvent se propager dans le véhicule. Plusieurs théories proposent d'expliquer la formation de ces points chauds : des mécanismes thermomécaniques stables liés à une diffusion de chaleur non-uniforme (cas des disques ventilés) ou des mécanismes thermomécaniques instables (cas des disques non ventilés principalement). Ces derniers sont généralement associés à des instabilités thermoélastiques (TEI) dont la résolution est faite par étude du risque (ou taux) de propagation d'une perturbation sinusoïdale dans le champ de pression de contact ou de la température en fonction de la vitesse de glissement. Une autre approche a été proposée plus récemment montrant la possibilité d'évolution d'une déformée initiale, sous sollicitation thermo-élasto-plastique, vers un plus grand nombre de localisations (PWD pour Progressive Waviness Deformation). La modélisation des localisations thermiques demeure difficile par les aspects multiphysiques et multiéchelles mis en jeu dans la problématique du freinage. Elle requiert des méthodes de résolution du problème thermique et thermomécanique, la prise en compte de comportement matériaux non-linéaires et la gestion du contact avec prise en compte du frottement. Considérant l'importance de confronter les approches proposées, mais aussi d'accéder à une quantification des déformations hors plan, la méthodologie proposée dans ce travail repose sur une modélisation transitoire thermomécanique par éléments finis. Il s'agit en outre de considérer différents paramètres, géométriques ou de la sollicitation, mis en évidence expérimentalement comme influant sur l'apparition des points chauds. Les développements proposés ont tout d'abord permis d'explicitier les mécanismes mis en jeu dans les processus conduisant aux risques de localisation thermique, par décomposition pas à pas de l'approche des TEI. L'approche transitoire proposée est ensuite décrite et tout d'abord confrontée, pour validation des seuils d'instabilité, à la résolution en stabilité (TEI). Cette approche a permis en outre d'étudier l'influence de divers paramètres et d'explicitier différents constats expérimentaux. Enfin une analyse approfondie des résultats a permis de positionner les approches proposées dans la bibliographie et de montrer leur concordance en termes de déformée finale (nombre de localisations) avec des seuils de déclenchement néanmoins différents. L'importance d'une représentation fine du système (géométrie, conditions aux limites et conditions initiales) est également soulignée.

**Mots clés :** freinage, thermomécanique, tribologie, multi-échelle, instabilité

---

**Abstract**

Observations on brake disc reveal, generally under severe loading, that thermal localisations may occur on the disc surface. Such circumferential macroscopic localisations (hot spots) limit contact areas due to out-of-plane deformation caused by thermal expansion. The consequences are critical, as they increase the risks of cracking or low-frequency vibrations which can propagate throughout the vehicle. Several theories attempt to explain the formation of hot spots: stable thermomechanical mechanisms linked to non-uniform diffusion of heat (in case of ventilated brake disc) or instable thermomechanical instabilities (TEI), where the solution comes from studying the propagation rate of a sinusoidal perturbation in the contact pressure or temperature as function of the sliding speed. Another recently suggest approach shows that an initial deformation may evolve, under thermo-elasto-plastic stress, into a higher number of localisations (PWD : Progressive Waviness Deformation). Modelling thermal localisations remains challenging due to the multiphysic and multi-scale mechanisms encounter in frictional brakes. It requires thermal and thermomechanical solution that account nonlinear material behaviour and contact friction. The methodology of this work is based on finite element transient thermomechanical simulations and consider the importance to confront existing approaches and quantify out-of-plane deformations. In addition, numerous parameters must be considered, such as geometrical parameters or thermomechanical constrains, which experiments have proven to be factors of apparition of hot spots. The development proposed here first highlights the mechanisms involved in driving thermal localisations, by illustrating step by step the thermoelastic instabilities. The transient approach proposed here is then described and compared with analytical models from the literature (TEI) in terms of limit of stability. This approach allowed the study of several parameter and the explanation of some experimental observations. Finally, a detailed analyses of results enable a comparison between approaches from the literature, showing agreement in terms of final deformations (number of localisations) but with different thresholds. The importance of detailed modelling of the system (geometry, boundary conditions, initial conditions) is also emphasized.

**Keywords:** brake, thermomechanical, tribological, multi-scale, instability

---



# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>vii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
Nomenclature . . . . .	xi
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xiii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xv</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 État de l'art</b>	<b>3</b>
1.1 Introduction . . . . .	3
1.2 Contexte général . . . . .	4
1.2.1 Tribologie . . . . .	6
1.2.2 Phénomènes de localisations thermiques . . . . .	8
1.2.3 Couplage entre la tribologie et les localisations thermiques . . . . .	12
1.2.4 Conséquences des localisations thermiques . . . . .	13
1.3 Modélisation du contact frottant . . . . .	18
1.3.1 Thermique . . . . .	18
1.3.2 Problème mécanique . . . . .	20
1.3.3 Gestion du contact frottant . . . . .	20
1.3.4 Modélisation des bandes chaudes . . . . .	22
1.4 Modélisations des points chauds macroscopiques . . . . .	24
1.4.1 Diffusion de la température dans la géométrie . . . . .	25
1.4.2 Flambage . . . . .	28
1.4.3 Instabilités thermoélastique (TEI) . . . . .	29
1.4.4 Propagation transitoire d'une perturbation dans la déformée (approche PWD) . . . . .	35
1.5 Synthèse et stratégie d'étude . . . . .	36
<b>2 Étude analytique et modélisation transitoire des instabilités thermomécaniques</b>	<b>39</b>
2.1 Introduction . . . . .	40
2.2 Étude analytique des TEI . . . . .	40
2.2.1 Modèle 1 corps glissant contre un milieu semi infini et non conducteur . . . . .	40
2.2.2 Disque d'épaisseur finie avec ajout d'une seconde garniture rigide non-conductrice . . . . .	42
2.2.3 Disque d'épaisseur finie avec garniture élastiques non-conductrices . . . . .	47
2.2.4 Disque d'épaisseur finie avec garniture conductrices . . . . .	49
2.2.5 Synthèse sur l'approche analytique . . . . .	50
2.3 Simulation transitoire en éléments finis . . . . .	52

2.3.1	Mise en place du modèle . . . . .	53
2.3.2	Ajout de la perturbation périodique dans le flux . . . . .	56
2.3.3	Comparaison du modèle en stabilité et du modèle transitoire . . . . .	57
2.3.4	Gestion du contact et initialisation des paramètres . . . . .	60
2.3.5	Extension à une géométrie de disque déplié . . . . .	61
2.3.6	Eclairage complémentaire sur les mécanismes prépondérants. . . . .	65
2.4	Conclusion . . . . .	66
<b>3</b>	<b>Étude transitoire des instabilités thermoélastiques pour une configuration de frein à disque</b>	<b>69</b>
3.1	Influence des propriétés matériaux sur la vitesse critique . . . . .	70
3.1.1	Identification des paramètres prépondérants sur la vitesse critique . . . . .	70
3.1.2	Influence de la dépendance des matériaux à la température . . . . .	73
3.1.3	Comportement plastique des matériaux . . . . .	76
3.1.4	Synthèse . . . . .	77
3.2	Influence de la géométrie sur la vitesse critique . . . . .	78
3.2.1	Modification de l'épaisseur des 2 premiers corps . . . . .	78
3.2.2	Extension à une géométrie 3D . . . . .	80
3.2.3	3D et comparaison au 2D angulaire. . . . .	82
3.2.4	Influence des conditions aux limites du disque et des garnitures . . . . .	83
3.2.5	Synthèse sur l'influence géométrie sur la stabilité . . . . .	90
3.2.6	Application sur une géométrie type automobile . . . . .	90
3.3	Influence de la localisation du contact de type bande chaude sur les points chauds	92
3.4	Conclusion . . . . .	94
<b>4</b>	<b>Mécanisme de propagation d'une perturbation locale</b>	<b>97</b>
4.1	Introduction . . . . .	97
4.2	Introduction de la perturbation dans la déformée . . . . .	98
4.2.1	Méthodologie . . . . .	98
4.2.2	Perturbation périodique dans la déformée. . . . .	100
4.3	Perturbation locale dans la déformée . . . . .	101
4.3.1	Mise en évidence de la propagation d'une perturbation locale . . . . .	102
4.3.2	Influence de la vitesse sur la propagation de la perturbation locale dans la déformée . . . . .	105
4.3.3	Influence de la taille de la perturbation locale dans la déformée. . . . .	108
4.4	Géométrie de frein et perturbation de type PWD . . . . .	111
4.4.1	Calcul de perturbation . . . . .	112
4.4.2	Propagation de la perturbation . . . . .	116
4.5	Conclusion . . . . .	118
	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>121</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>123</b>

## Nomenclature

Les notations usuelles thermiques et mécaniques ne sont pas forcément utilisées dans ce manuscrit. L'auteur a souhaité garder les notations en lien avec la bibliographie sur les instabilités thermomécaniques.

### Symboles

	Propriétés matériaux	
$E$	Module d'Young	Pa
$\rho$	Masse volumique	$\text{kg m}^{-3}$
$\nu$	Coefficient de Poisson	
$K$	Conductivité thermique	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
$k$	Diffusivité thermique	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\alpha$	Dilatation thermique	$\text{K}^{-1}$
$c_p$	Chaleur spécifique	$\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$
$\mu$	Module de cisaillement	Pa
$\lambda, \mu$	coefficients de lamé	
	Système	
$L$	Longueur du système	m
$a_i$	Demi-épaisseur du corps $i$	m
	Grandeurs	
$f$	Coefficient de frottement	
$V$	Vitesse de glissement	$\text{m s}^{-1}$
$V_{crit}$	Vitesse critique	$\text{m s}^{-1}$
$m$	Nombre d'onde	$\text{m}^{-1}$
$A$	Nombre d'onde adimensionné	$A = ma_2$
$b$	Taux d'accroissement	$\text{s}^{-1}$
$\phi$	Flux de chaleur	W
$P$	Pression	Pa
$T$	Température	K
$t$	Temps	s
$u$	Déplacement	m
$\epsilon$	Déformation	
$\sigma$	Contrainte	Pa
	Systèmes de coordonnées	
$(x, y, z)$	Coordonnées cartésiennes	
$(r, \theta, z)$	Coordonnées polaires	

**Notations**

"1"	Garniture de frein
"2"	Disque
NC	Non-Conducteur (thermique)
R	Rigide
DTV	Disc thickness variation
TEI	ThermoElastic Instabilities
PWD	Progressive Waviness Distorsion
CL	Conditions aux Limites
TRS	Modèle Temporel à Reconstruction Spatiale

# Liste des tableaux

1.1	Propriétés matériaux pour des disques en fonte et garnitures en matériau de friction organique (LEE & BARBER, 1993) et pour des disques en acier et des garnitures frittés métalliques à $T = 20^{\circ}\text{C}$ (RAPONTCHOMBO OMANDA, 2019). . .	5
1.2	Classification des localisations thermiques sur les disques de frein ferroviaire en fonction de leur taille, niveau de température et persistance (PANIER, 2004) . .	9
2.1	Propriétés matériaux des 2 premiers corps (LEE & BARBER, 1993) . . . . .	40
2.2	Résumé de l'influence des modèles sur la vitesse critique . . . . .	51
2.3	Modèle et hypothèses pour la validation du modèle transitoire en élément finis	54
2.4	Validation du modèle 2D transitoire éléments finis . . . . .	58
2.5	Interprétation des résultats des analyses paramétriques en terme de mécanismes influençant les instabilités . . . . .	67
3.1	Propriétés matériaux des systèmes de frein automobile (configuration 1) et ferroviaire (configuration 2). . . . .	70
3.2	Minimum des vitesses critiques en fonction des propriétés matériaux, écart relatif et comparaison des poids des propriétés matériaux, avec $V_{crit}^{ref} = 2.9\text{m s}^{-1}$ . . .	72
3.3	Propriétés matériaux en température ( $T=20^{\circ}\text{C}$ , $200^{\circ}\text{C}$ , $400^{\circ}\text{C}$ ), propriétés adaptées de (RAPONTCHOMBO OMANDA, 2019) . . . . .	74
3.4	Propriétés matériaux de la plaque arrière . . . . .	84
3.5	Dimension géométrique étudiée . . . . .	87
3.6	Propriétés matériaux . . . . .	91
3.7	Propriétés matériaux du disque à $T = 20^{\circ}\text{C}$ et $T = 200^{\circ}\text{C}$ , adapté de (RAPONTCHOMBO OMANDA, 2019). . . . .	93



# Table des figures

1.1	Exemple de système de frein automobile ventilé avec moyeu dissymétrique (YANG, 2015). . . . .	4
1.2	Schéma du triplet tribologique : dispositif, premiers corps (éléments de contact), 3e corps (éléments interfaciaux)(BERTHIER et al., 1996; GODET, 1984). . . . .	6
1.3	Mise en évidence, au microscope optique (a) et au MEB (b), de la présence d'un 3e corps à l'interface disque/garniture (ÖSTERLE et al., 2009) . . . . .	6
1.4	Illustration du circuit tribologique (a) (BERTHIER et al., 1996) et application au cas du freinage (b)(DAVIN, 2019). . . . .	7
1.5	Observation au MEB de la surface de contact de la garniture après un essai (DAVIN, 2019) . . . . .	7
1.6	Thermographie infrarouge des différentes localisations thermiques sur un disque de frein ferroviaire (DUFRENOY, 1995) . . . . .	8
1.7	Mise en évidence des bandes chaudes et de leur migration radiale au cours d'un freinage. . . . .	10
1.8	Mise en évidence des points chauds macroscopiques après un freinage et des gradients thermiques circonférentiels (SARDÁ et al., 2008) . . . . .	10
1.9	Mise en évidence de l'apparition de points chauds de différentes tailles le long d'un disque de frein ferroviaire (PANIER, 2002). . . . .	11
1.10	Évolution des localisations thermiques à plusieurs instants du freinage (BRIATTE et al., 2023). . . . .	11
1.11	Thermographie IR simultanée des 2 faces du disque (PANIER, 2002). . . . .	12
1.12	Correspondance entre l'évolution de la température et l'évolution des déplacements hors plan du disque à différents instant d'un freinage (SARDÁ et al., 2008). . . . .	12
1.13	Mise en évidence du couplage entre le circuit tribologique et les bandes chaudes pendant la migration de la localisation thermique (DESPLANQUES & DEGALLAIX, 2008). . . . .	13
1.14	Observation des surfaces de frottement (disque et garniture) et thermographie associée (CRISTOL, 2006) . . . . .	14
1.15	Illustration de l'apparition de basse fréquence du type hot judder lors d'essais expérimentaux instrumentés (CATHELINÉAU, 2022) . . . . .	15
1.16	Fissuration sur la surface de disques ferroviaires (WICKER, 2009). . . . .	16
1.17	Cycle thermique et réponse en traction/compression (WONG, 2007). . . . .	16
1.18	Observation au microscopique optique sur plusieurs régions en amont, à l'entrée et sur une localisation thermique (*) ferrite, (**) bainite, (***) perlite (KASEM et al., 2011) ( $\mu$ : direction de frottement). . . . .	17
1.19	Température en surface dans un solide semi-infini en fonction du nombre de Peclet (source de chaleur fixe, solide en mouvement) . . . . .	18
1.20	Illustration de construction d'une configuration avec un pion axisymétrique. . . . .	19

1.21	Courbe typique de l'élévation transitoire de température à la surface du disque (NEWCOMB, 1959). C : valeur expérimentale moyenne. * : valeur calculée. . . . .	19
1.22	Modèle de résistance thermoélastique de contact avec partage de flux de Mazo (MAZO et al., 1978). . . . .	20
1.23	cône de frottement de Coulomb (COULOMB, 1821) . . . . .	21
1.24	Représentation de la pénétration de contact . . . . .	22
1.25	Schéma simplifié du modèle thermomécanique pour un système de frein (DUFRENOY, 1995). . . . .	23
1.26	Localisations des zones d'échauffement (bandes chaudes) et déformée (FRANGIEH et al., 2023) . . . . .	24
1.27	Modèle numérique d'évolution de localisations thermiques radiales sans et avec prise en compte de l'usure(DUFRENOY, 1995). . . . .	24
1.28	Nombre de points chauds relevés lors de campagne expérimentale (XU, 2016) .	25
1.29	Température sur un disque de frein ventilé pendant un essai de freinage automobile (TANG, 2017). . . . .	26
1.30	Coupe de la géométrie 3D en éléments finis de disque ventilé (TANG et al., 2014)	26
1.31	Couplage entre le calcul thermomécanique et le calcul de transfert de chaleur (TANG et al., 2014). . . . .	27
1.32	Solution en éléments finis montrant la distribution de température sur une face du disque et le développement des points chauds le long du disque (TANG, 2017)	27
1.33	Mise en évidence de l'influence de la localisation radiale sur les déplacements hors plan liés au problème de diffusion thermique (CATHELIN, 2022). . . . .	28
1.34	Deformation modes of the structure for buckling instability (KREMPASZKY & LIPPMANN, 2005) . . . . .	29
1.35	Illustration de modèle de résolution analytique des instabilités thermoélastique (TEI) . . . . .	30
1.36	Différents cas d'introduction de la perturbation sur les 2 interfaces. . . . .	31
1.37	Vitesse critique en fonction du nombre d'onde du cas antisymétrique avec plusieurs hypothèses : 2 milieux semi-infinis (solution de Burton), 2 plaquettes semi-infinies et 1 disque d'épaisseur finie (solution de Lee) et 3 premiers corps d'épaisseur finie (AFFERRANTE et al., 2003b) . . . . .	32
1.39	Simplification du modèle par l'introduction d'une plaquette axisymétrique (TANG, 2017) . . . . .	34
1.38	Schéma simplifié du couplage pour la simulation transitoire (MANN, 2017) . .	34
1.40	Représentation de la génération de chaleur en fonction du modèle réel qui considère la longueur d'angle des garnitures et le modèle 2D axisymétrique (TANG, 2017) . . . . .	35
1.41	Scénario de la PWD (PANIER, 2004) . . . . .	36
2.1	Schématisme de l'introduction d'une perturbation sinusoïdale dans la température dans un système avec 2 premiers corps. . . . .	41
2.2	Évolution de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde (Hyp : garniture rigide non-conductrice, avec $a_2 = 5mm$ ) . . . . .	43
2.3	Géométrie 2D du système garniture - disque - garniture (AFFERRANTE et al., 2003b). . . . .	43
2.4	Comparaison entre la vitesse critique adimensionnée pour les modes symétriques et antisymétriques et la vitesse critique de Burton sous hypothèses de Barber et Hector (garniture "1" rigide et non-conductrice) (AFFERRANTE et al., 2003b). . .	44
2.5	Application des conditions aux limites et du maillage en profondeur . . . . .	45
2.6	Exemple de champ thermique en surface du disque (°C) dans le cas où $n = 10$	45

2.7 Réactions aux surfaces d'appui $f_y$ pour 2 épaisseurs de disque (a, b) et amplitude de la perturbation en fonction de $a_2$ et du type de perturbation pour $n = 10$ . . .	46
2.8 Illustration de la capacité de flexion du disque en fonction de l'épaisseur pour une perturbation antisymétrique. . . . .	46
2.9 Effort normal en fonction du nombre de perturbations avec $a_2 = 6mm$ . . . . .	47
2.10 Variation de la vitesse critique adimensionnée en fonction du nombre d'onde adimensionné, sous hypothèse de garnitures rigides et élastiques (avec $E_1 = E_2$ ) (AFFERRANTE et al., 2003b). . . . .	48
2.11 Variation de la vitesse critique lorsque le module d'Young des garnitures est modifié sous hypothèse de garnitures non-conductrices.(—) Cas Symétrique.(- -) Cas antisymétrique . . . . .	49
2.12 Variation de la vitesse critique adimensionnée en fonction du nombre d'onde adimensionné avec $E_1 = 5e9Pa$ . (—) cas symétrique. (- -) cas antisymétrique . .	50
2.13 Évolution de la vitesse critique en fonction de $A$ , avec $E_1 = 5e9 Pa$ et $K_1 = 1 W.m^{-1}.K^{-1}$ . . . . .	51
2.14 Organigramme de la simulation transitoire . . . . .	53
2.15 Géométrie 2D d'un disque déplié encadré par 2 garnitures de frein . . . . .	53
2.16 Représentation du maillage et des conditions aux limites pour une géométrie 2D.	55
2.17 Évolution temporelle de la température en surface du disque pour la géométrie 2.16a avec "1" rigide non-conducteur (sans perturbation) . . . . .	55
2.18 Évolution temporelle de l'amplitude de la température à la surface du disque pour 2 vitesses différentes. . . . .	56
2.19 Méthodologie pour obtenir la vitesse critique pour le modèle transitoire . . . .	57
2.20 Évolution de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde pour des modèles sous hypothèses 2D de contraintes planes et 2D déformations plans . . . . .	59
2.21 Évolution de la vitesse critique en fonction de $k_n$ , dans le cas où $Tol_n = 0.03 mm$	61
2.22 Résultat en vitesse critique en fonction du paramètre de tolérance de contact, avec $k_n = 1,58e14N.m^{-1}$ . . . . .	61
2.23 Schématisation de l'application des conditions aux limites de périodicité sur le maillage ( $R_{moy} = 0.1m$ ) . . . . .	62
2.24 Évolution de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde dans le cas antisymétrique pour les propriétés matériaux du tableau 2.1. . . . .	62
2.25 Profil de température dans le disque et la garniture pour un cas instable pris sur la localisation (A) et entre 2 localisations (B), à $t = 15s$ . . . . .	63
2.26 Évolution temporelle de la température en surface du disque pour une vitesse $V = 3 m.s^{-1}$ pour les cas $n \in [3,7,11]$ (configuration de la figure 2.24). $x = 0$ correspond au sommet des localisations. . . . .	64
2.27 Évolution temporelle de la pression de contact au sommet d'une localisation, pour $V = 5 m.s^{-1}$ (configuration de la figure 2.24). . . . .	64
2.28 Influence du module d'Young dans la direction transverse (x) au contact sur la vitesse critique. . . . .	65
2.29 Contrainte $\sigma_{xx}$ (direction circonférentielle) à 2 instants pour 2 $E_x$ différents, avec $n = 6$ , $V = 2m.s^{-1}$ . . . . .	66
2.30 Influence du module d'Young dans la direction normale (y) au contact sur la vitesse critique. . . . .	66
3.1 Évolution de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde. Configuration 1 : disque en fonte et garnitures en matériau organique. Configuration 2 : disque en acier et garnitures en fritté métallique. . . . .	71

3.2	Évolution temporelle de la température de surface sur le disque pour $V = 3 \text{ m.s}^{-1}$ ( $Va_2/k_2 = 1155$ ) . . . . .	71
3.3	Influence des propriétés thermomécaniques sur l'évolution de la vitesse critique. . . . .	73
3.4	Évolution des propriétés matériaux du disque (a) et de la garniture (b) en fonction de la température . . . . .	74
3.5	(a) Comparaison de l'amplitude de la perturbation dans le champ de pression en fonction du temps pour le cas de propriétés matériaux indépendant de la température, et celui dépendant.(b) Élévation temporelle de la température de surface dans le cas de référence (courbe noire). . . . .	75
3.6	(a) Comparaison de l'amplitude de la perturbation dans le champ de pression en fonction du temps pour le cas de propriétés matériaux indépendant de la température (cas ref), et ceux dépendant. (b) Élévation temporelle de la température de surface dans le cas de référence (courbe noire). . . . .	75
3.7	Modèle de comportement élastoplastique du disque . . . . .	76
3.8	Évolution temporelle de (a) sollicitation en température,(c) de la déformation plastique équivalente et (d) de l'amplitude de la perturbation dans le champ de pression au cours du temps. (b) Profil de température dans le disque et la garniture. . . . .	77
3.9	Variation de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde pour plusieurs demi-épaisseurs de garnitures $a_1$ . . . . .	78
3.10	Profil de température dans le disque à $t = 5\text{s}$ pour 3 épaisseurs de garnitures. . . . .	79
3.11	Variation de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde pour plusieurs demi-épaisseurs de disque . . . . .	79
3.12	Profil de température dans le disque à $t = 5 \text{ s}$ pour 3 demi-épaisseurs de disque pour $n = 6$ et $V = 5\text{m.s}^{-1}$ ( $V/(mk_2) = 6866$ , les 3 cas sont instables). . . . .	80
3.13	Géométrie 2D et conditions aux limites. . . . .	81
3.14	Géométrie 3D obtenue à partir de la géométrie 3.13 . . . . .	81
3.15	Application du flux surfacique initial à l'interface avec $P = 1\text{MPa}$ , $w = 50\text{rad/s}$ , $f = 0.4$ . . . . .	82
3.16	Température dans le disque de frein à $t = 5\text{s}$ . . . . .	83
3.17	Comparaison des modèles 2D et 3D en vitesse critique . . . . .	83
3.18	Géométrie 3D avec plaques arrières. . . . .	84
3.19	Comparaison du modèle 3D avec et sans (conditions de couplage) plaque arrière. . . . .	85
3.20	Comparaison du modèle 3D avec et sans moyeu. . . . .	86
3.21	(a) Modèle 2D. (b)Taux d'accroissement de la perturbation en fonction de la vitesse dans le cas sans et avec couplage des nœuds de la fibre neutre du disque, pour $n = 6$ . . . . .	86
3.22	Modification des dimensions géométriques du moyeu, avec plaque support et moyeu en fonte. . . . .	87
3.23	Influence de la géométrie du moyeu sur la stabilité du système. . . . .	88
3.24	Section de géométrie 3D avec moyeu dissymétrique et maillage associé. . . . .	88
3.25	Répartition radiale de la chaleur au bout de 50 pas de calcul (5s) pour des modèles soumis à un flux uniforme avec $V = 65 \text{ rad.s}^{-1}$ , $P = 1 \text{ MPa}$ , $f = 0.3$ . . . . .	89
3.26	Comparaison de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde entre les configurations du moyeu symétrique / dissymétrique . . . . .	89
3.27	Coupe sur un arc de $20^\circ$ de la géométrie de disque de frein automobile et maillage associé (en $m$ ) . . . . .	91
3.28	Vitesse critique en fonction du nombre de localisations pour la géométrie automobile. . . . .	92

3.29	Température dans le disque pour un calcul avec $n = 9$ , $\omega = 100 \text{ rad.s}^{-1}$ au bout de 10s . . . . .	92
3.30	Zone radiale d'application du contact et du flux initiale. Vue d'une tranche du disque et des plaquettes . . . . .	93
3.31	Champ thermique sur une face du disque à $t = 5\text{s}$ , pour $\omega = 1700 \text{ tr.min}^{-1}$ pour un calcul avec un flux circonférentiellement uniforme (sans perturbation) avec 2 différentes largeurs de contact. . . . .	93
3.32	Vitesse critique en fonction de $n$ pour différentes largeurs de contact . . . . .	94
4.1	Organigramme de la simulation transitoire en éléments finis pour une perturbation locale dans la déformée . . . . .	99
4.2	Portion angulaire du modèle 3D (annulaire) avec conditions aux limites sur le disque et les garnitures (pad) . . . . .	99
4.3	Vitesse critique en fonction du nombre de localisations pour une perturbation périodique dans le flux comme défini chapitre 3. Configuration sans et avec blocage des plaques arrières des garnitures. . . . .	100
4.4	Exemple de déformée initiale du disque ( $n= 5$ ) et évolution temporelle de la température ( $V = 50 \text{ rad.s}^{-1}$ ) . . . . .	101
4.5	Résultat du modèle transitoire avec perturbation initiale sinusoïdale dans la déformée. Évolution temporelle du maximum de la pression de contact sur le disque, à $\omega = 50 \text{ rad.s}^{-1}$ au rayon moyen, en fonction du nombre de localisations. . . . .	102
4.6	Allure d'un disque annulaire avec une perturbation introduite dans la déformée et description de la déformée (gaussienne) introduite dans les modèles au rayon moyen. . . . .	102
4.7	Mise en évidence dans le champ de pression de contact de la propagation d'une perturbation locale vers un plus grand nombre de localisations. . . . .	103
4.8	Propagation de la perturbation locale en déplacement sur le périmètre du disque au cours du temps. . . . .	104
4.9	Pression de contact (Pa) à plusieurs instants de la simulation transitoire avec perturbation locale en déplacement. . . . .	105
4.10	Propagation de la déformation hors plan initiale au cours du temps sur le périmètre moyen disque pour plusieurs vitesses, à isoénergie (durée variable). Cas d'une imperfection géométrique locale. . . . .	106
4.11	Température en surface du disque (rayon moyen) au cours du temps, pour plusieurs vitesses, à isoénergie. Cas d'une imperfection géométrique locale. . . . .	107
4.12	Champs de pression de contact à différents moments et pour différentes vitesses de glissement . . . . .	108
4.13	Pression de contact à $t=4\text{s}$ avec différentes amplitudes de perturbation locale dans la déformée. . . . .	109
4.14	Température à $t = 4\text{s}$ avec différentes amplitudes de perturbations locales dans la déformée pour une vitesse $\omega = 50 \text{ rad.s}^{-1}$ , une pression de $P = 0.5 \text{ MPa}$ et un coefficient de frottement $f = 0.3$ . . . . .	109
4.15	Évolution temporelle de la pression de contact sur le disque avec l'introduction d'une perturbation locale géométrique d'angle différents . . . . .	110
4.16	Description d'une perturbation locale géométrique suivant le périmètre du disque. . . . .	111
4.17	Amplitude du champ de pression sur la circonférence du disque à différents instants de la simulation transitoire pour le cas d'une perturbation locale géométrique sur toute la périphérie du disque. . . . .	112

4.18	Vitesse critique au sens des TEI pour le modèle de disque de frein automobiles pour des cas de conductance thermique d'interface (TCC) disque-garniture . . .	113
4.19	Géométrie 2D d'une section du disque et maillage associé . . . . .	113
4.20	Élévation de température sur la première partie du calcul TRS, avec $\omega = 102rad.s^{-1}$ et température dans le modèle 2D à $t = 21.5s$ . . . . .	114
4.21	Cycles d'application du flux / convection de la modélisation 2D axisymétrique pour le calcul TRS. . . . .	114
4.22	Reconstruction 3D du modèle avec le chargement thermique issu du calcul 2D axisymétrique transitoire (modèle TRS). . . . .	115
4.23	Donnée du comportement élastoplastique d'écrouissage cinématique bilinéaire (élasticité isotrope avec coefficient de poisson de 0.25) . . . . .	115
4.24	Déformations plastiques hors plan ( $y$ ) associées à la sollicitation thermique de la figure 4.22 . . . . .	115
4.25	Amplitude des déplacements hors plan du plan médian et au rayon moyen du disque à chaud et à après refroidissement . . . . .	116
4.26	Déplacements hors plans du disque et champ de pression associé au rayon moyen du disque. . . . .	116
4.27	Mise en évidence de la propagation antisymétrique de la perturbation initiale dans le champ de température sur les 2 interfaces de contact (pour $\omega = 180rad.s^{-1}$ , après 25 s) . . . . .	117
4.28	Évolution temporelle de l'amplitude de la température sur la face supérieure du disque sur le rayon de température maximale (en lien avec la figure 4.27. . . . .	117
4.29	Évolution temporelle de l'amplitude des déplacements hors plan sur le rayon moyen en surface du disque. . . . .	118

# Introduction générale

Dans les transports terrestres, automobiles et ferroviaires, les évolutions liées à l'électrification ainsi que l'allègement des véhicules modifient en profondeur le dimensionnement des systèmes de freinage. A contrario d'une utilisation moins fréquente du frein mécanique, à friction, les situations extrêmes (grande vitesse, urgence...) sont très sollicitantes pour cet organe. En ferroviaire la tendance est à la réduction des masses non suspendues conduisant à diminuer le nombre de freins et donc à dissiper plus d'énergie sur chacun d'eux. Du point de vue des problématiques d'usage, des nuisances subsistent, de vibrations hautes et basses fréquences, d'usure accrue, ou d'émissions de polluants (particules et COV) considérées comme majeurs sur les véhicules (cf. la norme automobile intégrant des plafonds d'émissions de particules). Du point de vue scientifique, il est établi que les mécanismes tribologiques décrivant la physique à l'interface du contact ne peuvent être dissociés de considérations systèmes tels que le comportement thermomécanique ou dynamique. Pour les vibrations hautes fréquences, la dynamique du système est incontournable (couplage de mode) avec une excitation de contact dépendante de l'état tribologique à l'interface de frottement. Pour les vibrations basses fréquences, la dynamique est associée à une excitation forcée des surfaces en contact qui présente une déformation hors plan irrégulière ondulatoire (en anglais "cold" ou "hot judder"). Dès lors l'étude des mécanismes sources de ces déformations hors plan prend tout son sens. De même les émissions de particules sont très sensiblement influencées par les mécanismes d'ouverture-fermeture de contact, eux même influencés par la présence de déformations hors plan. Celles-ci sont généralement visualisées par la présence de bandes chaudes ou de points chauds en surface des disques. Les mécanismes de formation de bandes radiales sont connus, mais ceux relatifs aux points chauds restent controversés. Plusieurs théories ou modélisations existent, et seront discutées dans ce travail (en mettant l'accent sur les approches en stabilité transitoire). L'objectif est en effet de proposer une méthodologie de modélisation de la formation des points chauds macroscopiques, qui permette de rendre compte des constats expérimentaux. Il s'agit par conséquent d'élucider les mécanismes associés à ces localisations et de tendre vers une modélisation représentative, au sens où les amplitudes de déformations hors plan jouent un rôle dans les nuisances pré-citées.

Le chapitre 1, dédié à l'état de l'art, expose dans un premier temps les phénomènes intervenant dans le frottement hautement dissipatif associant mécanique, thermique et tribologie. L'accent est mis sur les localisations de contact et souligne l'importance de la compréhension des phénomènes de localisations macroscopiques en exposant les problématiques associées (vibration,

fissuration, usure excessive...). Puis une description des méthodes de modélisation du contact frottant, en tenant compte des différents phénomènes évoqués, est présentée. S'ensuit un état de l'art focalisé sur la modélisation des localisations thermiques macroscopiques qui classe les analyses de la bibliographie en fonction de leur mécanisme. Enfin, la stratégie d'étude est décrite sur la base des limites des approches proposées dans la bibliographie par rapport aux objectifs de la thèse.

Dans le chapitre 2, une revue en difficulté croissante des modèles existant de la bibliographie sur les instabilités thermoélastiques permet d'identifier les mécanismes physiques associés et de préciser les limites de cette approche. Puis une méthode de simulation numérique 2D transitoire en éléments finis est présentée, qui est validée par confrontation avec les modèles de la bibliographie.

Dans le chapitre 3, la modélisation transitoire proposée est exploitée sur une configuration de type frein à disque, en étudiant l'influence des propriétés matériaux, de paramètres géométriques, des conditions aux limites et de chargement. L'objectif est d'accéder à une description réaliste incluant les paramètres influents. Pour cela le modèle initialement 2D est étendu en 3D. Le chapitre 4 traite de la description de la perturbation initiale et de son influence sur la solution. Des perturbations non périodiques, localisées et inspirées de configurations réalistes sont introduites, avec une étude du seuil de leur propagation et surtout de leur évolution vers des localisations multiples. Cette étude permet en outre de comparer la modélisation transitoire de propagation progressive d'une perturbation à l'approche en stabilité.

#### **Avertissements sur les notations**

- Les notations usuelles thermiques et mécaniques ne sont pas forcément utilisées dans ce manuscrit. L'auteur a souhaité garder les notations en lien avec la bibliographie sur les instabilités thermomécaniques. Par exemple, la conductivité thermique est notée  $K$  (et non  $\lambda$ ). La nomenclature partie 1 répertorie les différentes grandeurs et notations.
- Dans la suite, le disque est noté "2" et les garnitures ou plaquettes sont notées "1".
- En tribologie, l'appellation "premiers corps" désigne le disque et les garnitures de frein et le terme "3e corps" désigne la couche interstitielle constituée de matière en circulation entre les premiers corps. Par conséquent, la désignation "premiers corps" employée dans certaines figures renvoie au disque et aux garnitures de frein.

# État de l'art

## Sommaire du présent chapitre

<b>1.1 Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1.2 Contexte général</b>	<b>4</b>
1.2.1 Tribologie . . . . .	6
1.2.2 Phénomènes de localisations thermiques . . . . .	8
1.2.3 Couplage entre la tribologie et les localisations thermiques . . . . .	12
1.2.4 Conséquences des localisations thermiques . . . . .	13
<b>1.3 Modélisation du contact frottant</b>	<b>18</b>
1.3.1 Thermique . . . . .	18
1.3.2 Problème mécanique . . . . .	20
1.3.3 Gestion du contact frottant . . . . .	20
1.3.4 Modélisation des bandes chaudes . . . . .	22
<b>1.4 Modélisations des points chauds macroscopiques</b>	<b>24</b>
1.4.1 Diffusion de la température dans la géométrie . . . . .	25
1.4.2 Flambage . . . . .	28
1.4.3 Instabilités thermoélastique (TEI) . . . . .	29
1.4.4 Propagation transitoire d'une perturbation dans la déformée (ap- proche PWD) . . . . .	35
<b>1.5 Synthèse et stratégie d'étude</b>	<b>36</b>

## 1.1 Introduction

Ce chapitre présente l'état de l'art sur les localisations thermiques qui peuvent être observées en surface des disques de frein. Après une présentation du contexte du freinage, dans une première partie, sont exposés les aspects scientifiques révélant des couplages multiphysiques fortement présents. Les conséquences des localisations thermiques sont ensuite discutées. La

deuxième partie de ce chapitre traite de la modélisation thermomécanique des systèmes de freinage en pointant les difficultés. Ensuite, les différentes approches présentes dans la bibliographie pouvant conduire à l'apparition des localisations circonférentielles sont discutées. Ce chapitre se conclut par une synthèse présentant l'objectif de ce travail et la stratégie d'étude.

## 1.2 Contexte général

Un système de frein, qu'il soit automobile ou ferroviaire, est composé, voir figure 1.1 :

- D'un disque plein ou ventilé (acier ou fonte) en rotation fixé au moyeu ou à l'essieu.
- D'une ou plusieurs garnitures de frein en matériaux composites formant un arc de cercle d'angle d'environ  $45^\circ$  à  $90^\circ$ .
- D'un système d'application de l'effort normal : étrier dans le domaine automobile, et timonerie avec unité pneumatique dans le domaine ferroviaire.

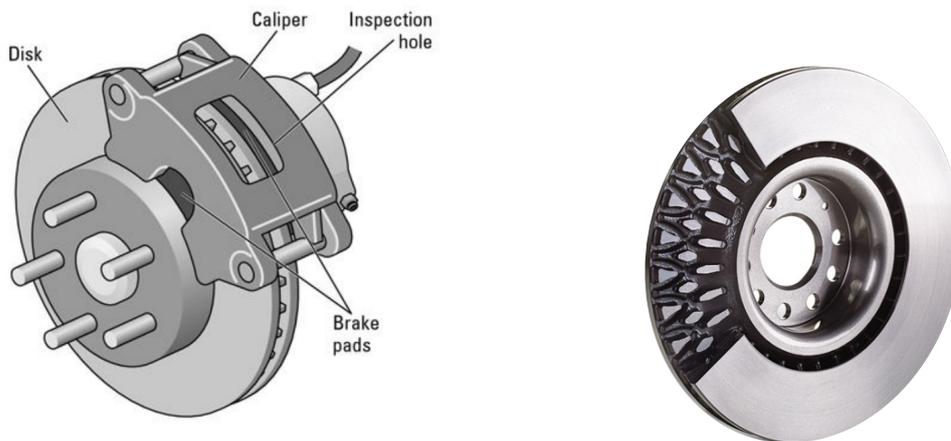


FIGURE 1.1 – Exemple de système de frein automobile ventilé avec moyeu dissymétrique (YANG, 2015).

Plusieurs fonctions sont associées au frein; ralentir le véhicule (jusqu'à l'arrêt ou non), maintenir la vitesse du véhicule, ou l'immobiliser à l'arrêt (parking). Pour les 2 premières fonctions, le principe de fonctionnement d'un frein à disque est de dissiper la quasi-totalité de l'énergie (cinétique et potentielle) sous forme de chaleur. Par exemple, quelques MégaJoules pour un freinage sur un disque de frein ferroviaire pour une décélération de  $0.95 \text{ m.s}^{-2}$  de  $120 \text{ km.h}^{-1}$  à l'arrêt du véhicule. Sous ces conditions, la température atteinte au niveau du contact et par conduction dans le système croît fortement pendant le freinage. Afin de supporter les sollicitations thermomécaniques, qui dépendent de l'utilisation, différentes géométries de frein existent. Par exemple des disques avec ou sans ventilation (disque plein), ou avec un moyeu symétrique ou dissymétrique par rapport aux surfaces de frottement. Côté garniture, les architectures diffèrent en fonction de niveau de sollicitation.

**Matériaux** Le matériau du disque diffère en fonction de nombreux critères comme les masses et vitesses à freiner, leur durée de vie, les géométries (disques pleins ou ventilés), leur tenue en

fatigue, de la dissipation d'énergie, de leur coût, etc...

Deux classes de freinage peuvent être distinguées, les hautes et les basses énergies. Les basses énergies en ferroviaire correspondent à des freinages en milieu urbain ou inter-urbain type RER. Pour ces freinages, les disques sont généralement en fonte pour son faible coût et sa facilité d'élaboration, mais s'usent plus vite. Les garnitures associées sont généralement en matériaux composites à matrice organique, par exemple le NAO (Non Asbestos Organique). Les propriétés de ces matériaux dit organiques ont une forte sensibilité à la température, ce qui ne les rend pas viables pour les freinages à hautes énergies (BRISOU, 2022).

Pour les freinages à hautes énergies, qui correspondent à un freinage d'intercité, de TGV, ou en course automobile, les disques sont généralement en acier ou en céramique voire carbone (ex des disques dans le milieu de course automobile). Les garnitures de frein associées sont des matériaux composites à matrice métallique (garnitures frittées) pour la tenue de leur matrice en température (RAPONTCHOMBO OMANDA, 2019).

Le choix et la composition des matériaux de friction, qui peuvent comprendre jusque 30 constituants, dépendent de l'utilisation du frein, donc des masses et des vitesses à freiner, de la durée de vie souhaitée, du taux d'usure, du niveau de frottement mais aussi de la tenue dans le temps (par exemple vieillissement).

Des propriétés thermoélastiques typiques de matériaux de disque et garniture de frein sont dans le tableau 1.1.

TABLEAU 1.1 – Propriétés matériaux pour des disques en fonte et garnitures en matériau de friction organique (LEE & BARBER, 1993) et pour des disques en acier et des garnitures frittées métalliques à  $T = 20^{\circ}\text{C}$  (RAPONTCHOMBO OMANDA, 2019).

Composant	Matériau	$E \text{ (Nm}^{-2}\text{)}$ $\times 10^9$	$\nu$	$K \text{ (W m}^{-1}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}\text{)}$	$k \text{ (m}^2\text{ s}^{-1}\text{)}$ $\times 10^{-6}$	$\alpha \text{ (}^{\circ}\text{C}^{-1}\text{)}$ $\times 10^{-6}$
Disque	Fonte	125	0.25	54	12.98	12
	Acier	226	0.2	43.5	11.7	12
Matériau de friction	Organique	0.53	0.25	0.5	0.269	30
	Fritté	3.5	0.2	18	12.45	12

La forte sollicitation thermomécanique au cours du freinage peut engendrer des modifications des matériaux au cours du freinage, que ce soit lié à la dépendance des matériaux à la température, ou lié à la plasticité locale. La dépendance à la température peut être intégrée en considérant l'évolution de chaque paramètre en fonction de données à différentes températures récupérées dans la bibliographie.

On propose dans la suite de décrire les mécanismes physiques mis en jeu dans le freinage, au niveau du contact et au niveau du système, notamment les phénomènes de localisations thermiques.

### 1.2.1 Tribologie

L'aspect tribologique est défini par un triplet relatif à plusieurs échelles (figure 1.2) : système (dispositif), premiers corps (éléments en contact), et 3e corps (éléments interfaciaux) (BERTHIER et al., 1996 ; GODET, 1984).

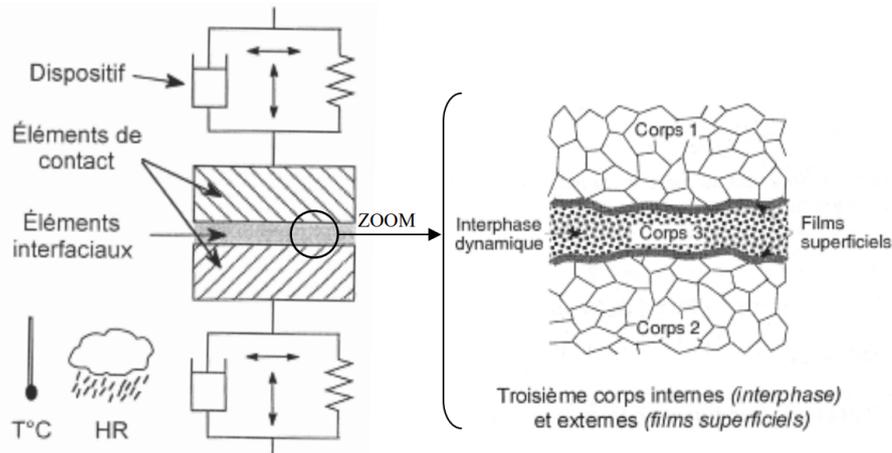


FIGURE 1.2 – Schéma du triplet tribologique : dispositif, premiers corps (éléments de contact), 3e corps (éléments interfaciaux)(BERTHIER et al., 1996 ; GODET, 1984).

Le 3e corps est une couche interstitielle dont la composition provient de la matière piégée au contact (matière extérieure au système et endommagement des matériaux des premiers corps). La figure 1.3 montre une coupe au microscope optique de l'interface disque/garniture (ÖSTERLE et al., 2009). A l'interface, une couche (sombre) est visible, qui correspond à une couche hétérogène de matière de plusieurs micromètres entre les premiers corps. La zone marquée sur la figure 1.3a est analysée au microscope électronique à balayage à un plus fort grossissement (elle apparaît en clair sur la figure 1.3b). Cette couche est constituée de matières usées et /ou oxydées provenant du disque et de la garniture de frein.

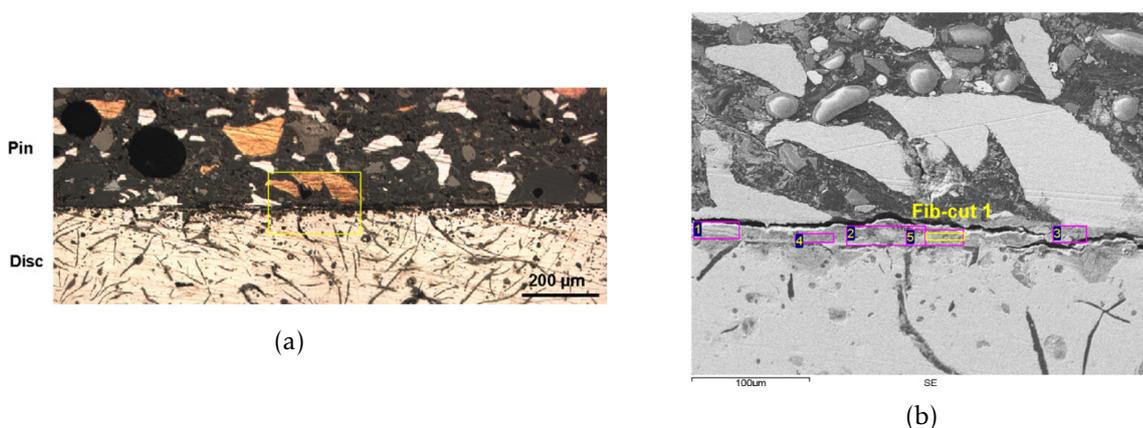


FIGURE 1.3 – Mise en évidence, au microscope optique (a) et au MEB (b), de la présence d'un 3e corps à l'interface disque/garniture (ÖSTERLE et al., 2009)

L'évolution de ce troisième corps est décrite à travers le circuit tribologique (fig 1.4) : la

dégradation et l'usure des premiers corps (débit source) génèrent des particules qui vont circuler, s'agglomérer dans l'interface. Ce débit interne de matière conduit au développement de la portance et à l'accommodation de la vitesse de glissement. Enfin le débit externe correspond à la part du troisième corps qui quitte le contact. Il est divisé en deux parties : un débit de recirculation qui correspond aux particules qui seront réintroduites dans le contact et le débit d'usure qui correspond à la matière qui quitte définitivement le contact. Ces particules issues du débit externe sont celles qui seront émises par les systèmes de freinage.

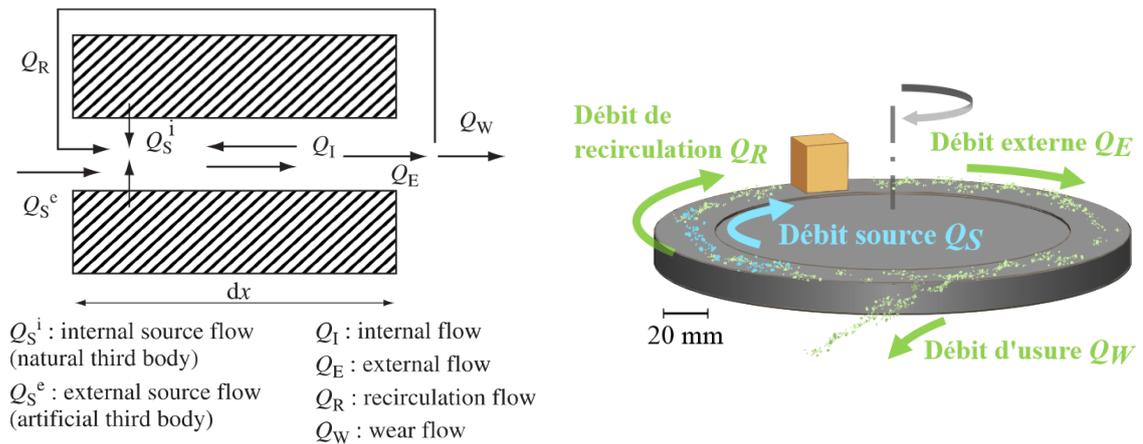


FIGURE 1.4 – Illustration du circuit tribologique (a) (BERTHIER et al., 1996) et application au cas du freinage (b)(DAVIN, 2019).

La figure 1.5 montre, au MEB, la surface d'une garniture après un rodage. Le 3e corps y est observé sous plusieurs forme (DAVIN, 2019) : plateaux compactés, lits de poudre... Les plateaux compactés sont lisses, et des marques de glissement sont observables dessus. Les lits de poudre sont composés de matière de différentes tailles qui circule dans le contact.

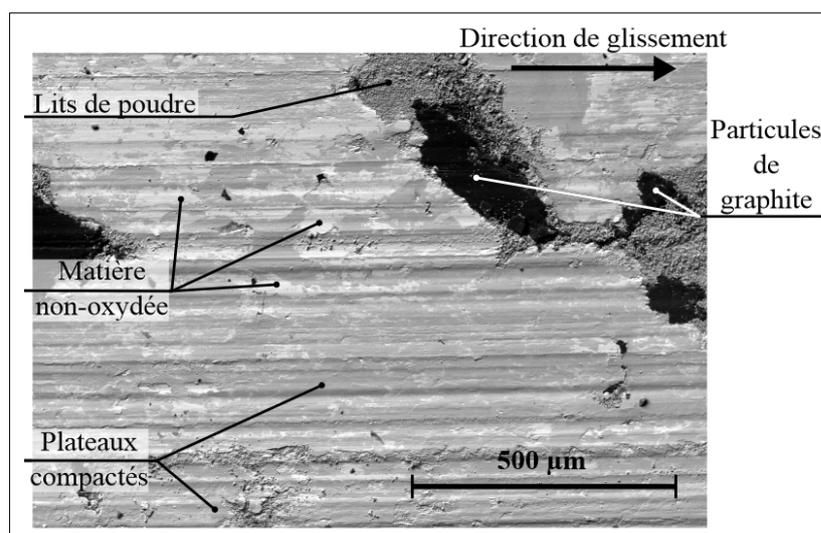


FIGURE 1.5 – Observation au MEB de la surface de contact de la garniture après un essai (DAVIN, 2019)

### 1.2.2 Phénomènes de localisations thermiques

Pendant le freinage, presque toute l'énergie mécanique est dissipée en chaleur à l'interface (UETZ & FÖHL, 1978), source d'augmentation de température des corps en contact. Mais cette température n'est pas uniforme sur la surface des corps. Des phénomènes de localisations thermiques sont couramment observés sur les disques de frein (ANDERSON & KNAPP, 1990). Des campagnes expérimentales menées sur des disques de frein (DUFRÉNOY, 1995) révèlent pendant le freinage l'apparition de plusieurs types de localisations thermiques en surface du disque, présentés figure 1.6. Ces gradients thermiques sont regroupés en 4 classes pour des observations sur des systèmes de frein automobiles et en 5 classes sur des disques de frein ferroviaires (DUFRÉNOY et al., 1998) en fonction de leur taille, de leur niveau thermique et de leur ténacité. Le tableau 1.2 décrit pour chaque type de localisations les paramètres de taille, niveau thermique et durée.

- Des aspérités dans le contact sec provoquent des "flashes" de température dont l'intensité est liée à la vitesse de glissement (BЛОК, 1937). Ces gradients thermiques sont de forte intensité, mais très localisés et de très courte durée sur le disque (figure 1.6a).
- Des gradients thermiques du type "focal" qui correspondent à des zones de petites aires sur la piste de frottement qui apparaissent à des vitesses élevées. Ces gradients thermiques n'impactent pas de manière irréversible les matériaux (figure 1.6b).
- Des localisations thermiques radiales nommées bandes chaudes ("hots bands") issues des aires de contact provenant des dilatations thermiques et de l'usure des corps (figure 1.6c).
- Des localisations thermiques régulièrement espacées sur la circonférence du disque nommées points chauds macroscopiques ("hots spots") (figure 1.6d). D'intensité comparable avec les flashes de température obtenus pour les gradients du type aspérités, les points chauds macroscopiques diffèrent par leur taille.
- Des gradients de diffusion ("thermal diffusion") dont l'intensité thermique est faible, qui sont liés à une répartition non uniforme de la pression de contact et aux conditions aux limites géométriques (figure 1.6e).

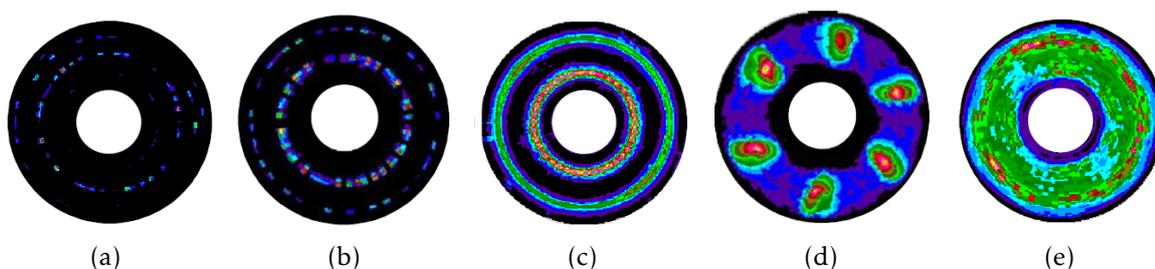


FIGURE 1.6 – Thermographie infrarouge des différentes localisations thermiques sur un disque de frein ferroviaire (DUFRÉNOY, 1995)

TABLEAU 1.2 – Classification des localisations thermiques sur les disques de frein ferroviaire en fonction de leur taille, niveau de température et persistance (PANIER, 2004)

	Type de points chauds	Taille (mm)	Niveau thermique (°C)	Durée
1.6a	Aspérités "Flash"	<1	1200	<1 ms
1.6b	Gradients sur cercles chauds "Focal"	longueur : 5 à 20	650 à 1000	0,5 à 10 s
1.6c	Cercles chauds "Hot band"	Largeur : 5 à 50	jusque 800	>10 s avec déplacements
1.6d	Points chauds macroscopiques "Hot spot"	40 à 110	jusque 1100	>10 souvent stabilisés
1.6e	Gradients de diffusion "Thermal diffusion"	80 à 200	20 à 300	>10 s

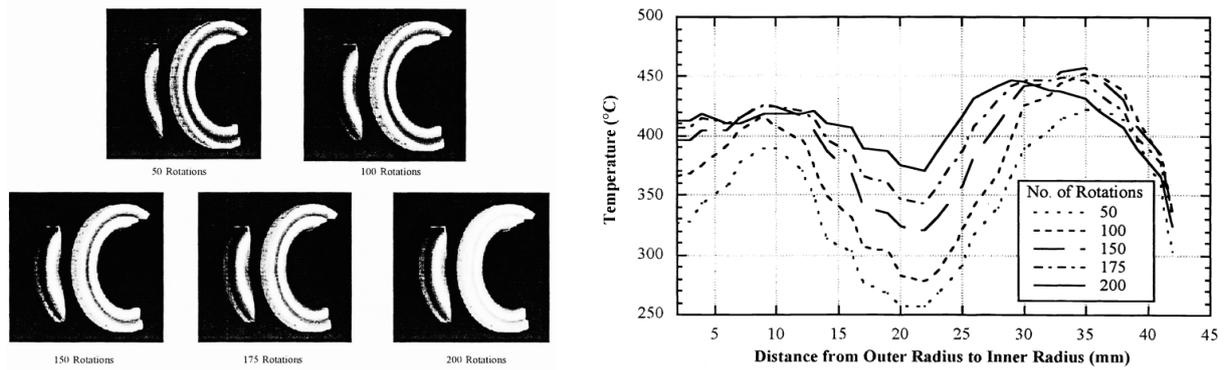
Les localisations thermiques les plus sévères par leur niveau thermique ainsi que leur persistance sont les bandes chaudes (1.6c) et les points chauds macroscopiques (1.6d).

### Bandes chaudes

Les cercles chauds ou bandes chaudes se caractérisent par une localisation radiale des zones d'échauffement, et sont régulièrement observés sur les disques de frein. Leur apparition est à relier à :

- la différence de vitesse linéique entre le rayon interne et le rayon externe du contact.
- une distribution non uniforme des pressions de contact dans la direction radiale pouvant être induite par les surfaces de contact non parallèles ou les dilatations thermiques du disque et de la garniture de frein et à l'usure.

Les cercles chauds se déplacent alors rapidement le long du rayon du disque suivant principalement les phénomènes d'usure. Les échauffements sur ces cercles chauds, ou bandes chaudes, peuvent être très élevés, au-delà de 600°C, induisant très probablement des zones d'écoulement plastique sur le disque. Ce type de localisation est fréquemment rencontré sur les organes de frein à disques (ferroviaire ou automobile). Généralement la bande chaude apparaît soit là où la vitesse linéique est la plus élevée, donc au diamètre le plus grand du contact (KAO et al., 2000), soit au centre à cause des conditions aux limites géométriques des composants en contact (figure 1.7a). La figure 1.7b montre sur un rayon du disque, à plusieurs instants d'un freinage, le profil de température (DINWIDDIE & LEE, 1998). Un gradient thermique d'environ 150°C à 50 rotations du disque et 50°C à 200 rotations du disque est observé. Un effet de migration radiale du maximum de température est aussi observé.



(a) Localisation radiale (DINWIDDIE & LEE, 1998) (b) Profil de température (DINWIDDIE & LEE, 1998).

FIGURE 1.7 – Mise en évidence des bandes chaudes et de leur migration radiale au cours d'un freinage.

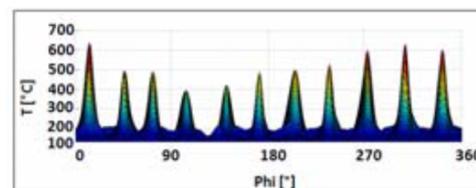
Les mécanismes d'apparition et d'évolution des cercles chauds sont maintenant assez bien connus et mis en évidence à partir des bouclages thermomécaniques. Le phénomène de bande chaude résulte d'un couplage thermomécanique entre la sollicitation mécanique (application de la pression) et les dilatations thermiques associées à la conduction de la chaleur. L'usure des composants, des garnitures en particulier, modifie ces localisations et favorise le déplacement radial de ces bandes.

### Points chauds macroscopiques

Mis en évidence au sein d'autres systèmes, comme les embrayages, les points chauds macroscopiques correspondent à des localisations circonférentielles régulièrement espacées selon la direction de glissement. Sarda montre, à partir d'essais expérimentaux sur disque automobile (figure 1.8), les traces laissées par les points chauds sur le disque reflétant une localisation sévère des sollicitations (SARDÁ et al., 2008). Des thermocouples frottants révèlent des gradients de température dépassant les 300°C pendant le freinage (figure 1.8b).



(a) Mise en évidence des localisations thermiques circonférentielles



(b) Température atteinte sur un tour pendant le freinage.

FIGURE 1.8 – Mise en évidence des points chauds macroscopiques après un freinage et des gradients thermiques circonférentiels (SARDÁ et al., 2008)

D'autres essais montrent la progressivité d'apparition des points chauds macroscopiques. La figure 1.9 illustre, par des relevés en luminance par caméra infrarouge (PANIER et al., 2004), la formation initiale de bande chaude, de points chauds de petite taille et finalement de points chauds macroscopiques. Ceux-ci provoquant des déformations permanentes du disque, ils subsistent d'un freinage à l'autre.

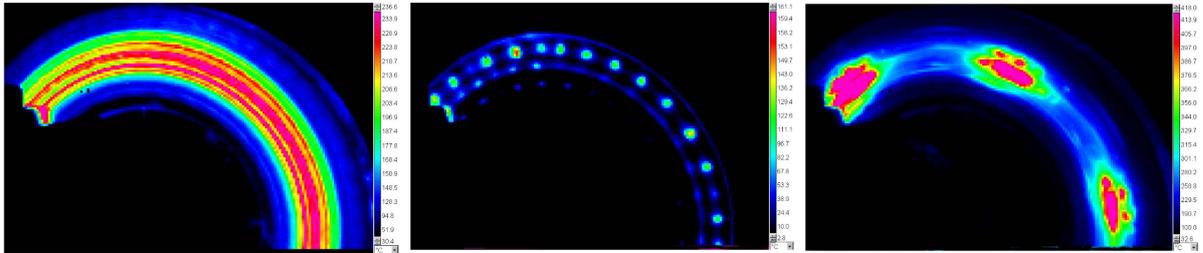


FIGURE 1.9 – Mise en évidence de l'apparition de points chauds de différentes tailles le long d'un disque de frein ferroviaire (PANIER, 2002).

La figure 1.10 montre que le scénario d'apparition est similaire sur un autre dispositif expérimental, avec l'apparition d'une localisation de type bande chaude avant les localisations de types points chauds.

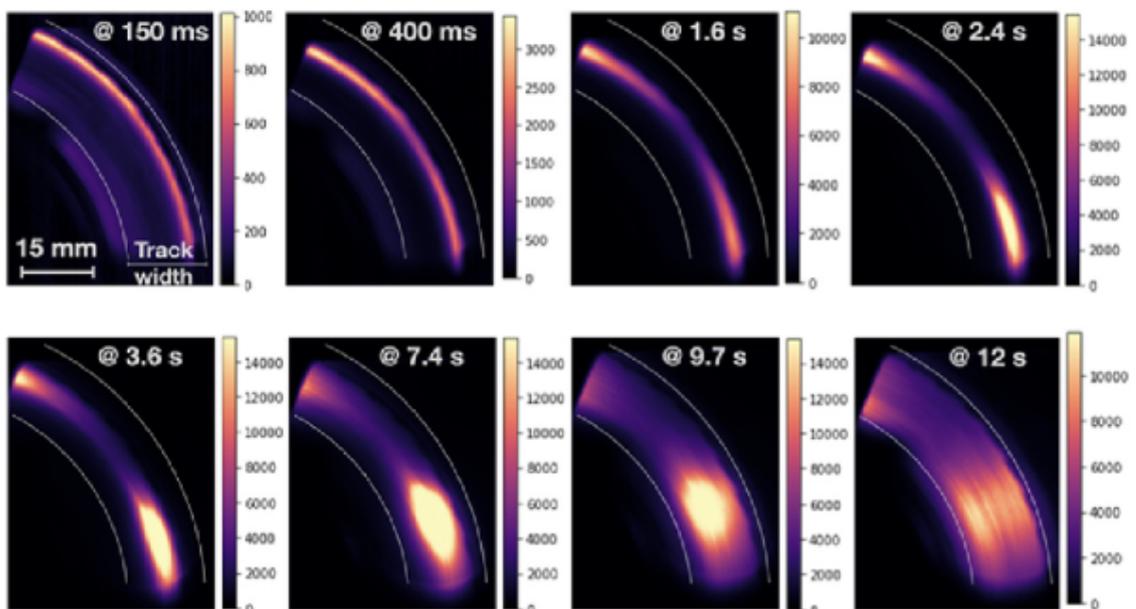


FIGURE 1.10 – Évolution des localisations thermiques à plusieurs instants du freinage (BRIATTE et al., 2023).

La figure 1.11 montre une thermographie infrarouge des 2 faces du disque (PANIER, 2002). Une distribution antisymétrique des points chauds est observée sur les surfaces de contact.

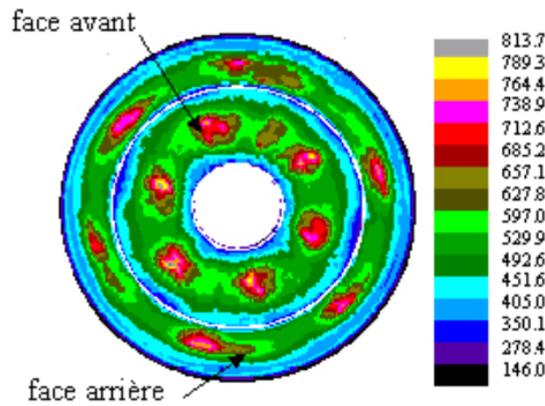


FIGURE 1.11 – Thermographie IR simultanée des 2 faces du disque (PANIER, 2002).

Couplées aux observations thermographiques, l'évolution de la déformation du disque lors de l'apparition des points chauds est analysée dans (SARDÁ et al., 2008) dans une configuration automobile. La Figure 1.12 présente la correspondance entre l'évolution de la température en fonction de la circonférence et l'évolution circonférentielle de l'ondulation du disque avant (à 1 s de freinage), pendant (à 6 secondes de freinage) et après (à 11 secondes de freinage) l'apparition des points chauds. Les maximums de températures sont corrélés à l'ondulation du disque qui présente une évolution à 10 lobes. A noter aussi que les mesures avant l'apparition des points chauds montrent une ondulation d'ordres 1 ou 2.

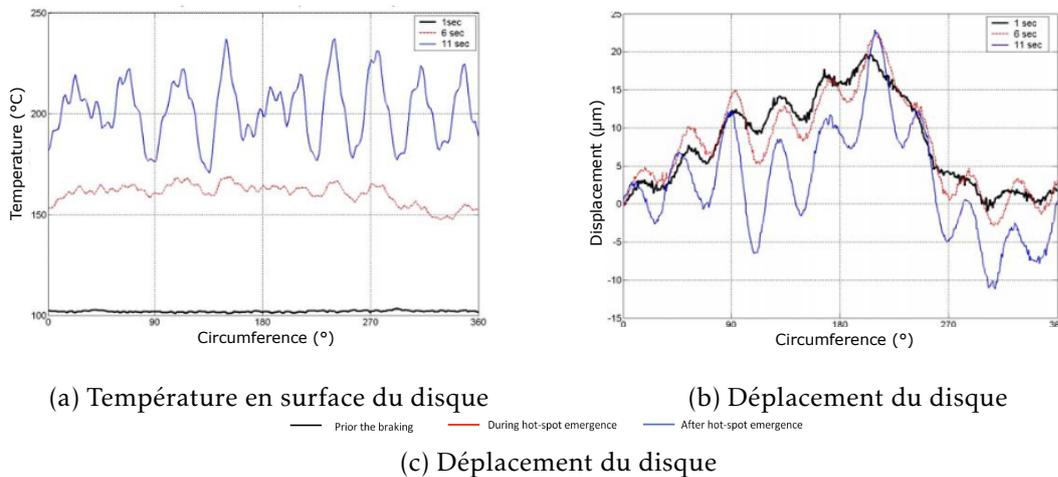


FIGURE 1.12 – Correspondance entre l'évolution de la température et l'évolution des déplacements hors plan du disque à différents instant d'un freinage (SARDÁ et al., 2008).

### 1.2.3 Couplage entre la tribologie et les localisations thermiques

Les localisations thermiques radiales et circonférentielles observées sur les disques de freins sont sources de déformations hors plan au niveau de la surface de frottement. La coupe du contact normal à la direction du glissement (figure 1.13) résume les interactions dans le contact entre les premiers corps et le 3e corps dans le cas des localisations radiales. Le processus de

migration de la bande chaude, en lien avec la déformation hors plan d'origine thermomécanique entraîne des processus d'ouverture et fermeture de contact qui favorise la compaction du 3<sup>e</sup> corps (sous la bande chaude), qui est présent sous forme de lits de poudres présents en amont. A l'arrière de la bande chaude, le 3<sup>e</sup> corps se fragmente et se détache, générant ainsi un débit de recirculation. Des études expérimentales montrent une discontinuité de température de contact entre les 2 premiers corps, liée à la présence du 3<sup>e</sup> corps (BADIE-LEVET, 1985 ; LING & PU, 1964).

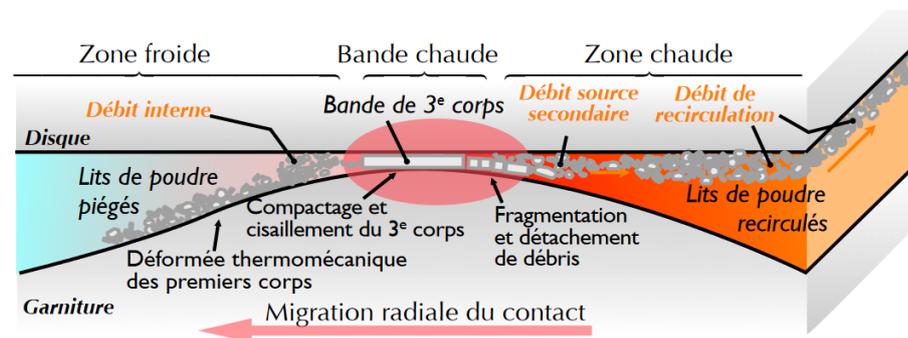


FIGURE 1.13 – Mise en évidence du couplage entre le circuit tribologique et les bandes chaudes pendant la migration de la localisation thermique (DESPLANQUES & DEGALLAIX, 2008).

Dans le cas des points chauds des interactions existent également entre tribologie et déformations hors-plan. Des analyses post-mortem ainsi que des thermographies infrarouges (figure 1.14) sur des disques (en haut) et des garnitures de frein (en bas) montrent la présence de 3<sup>e</sup> corps accumulé en surface du disque au niveau des localisations (CRISTOL, 2006). Les débits de matières dans le contact sont modifiés par la présence de déformations hors plan de la surface du disque.

#### 1.2.4 Conséquences des localisations thermiques

Les localisations thermiques circonférentielles sont sources de multiples problématiques : vibrations basses fréquences, fissurations, accroissement de l'usure et des émissions de particules. Les liens entre les localisations et les conséquences sont explicités dans cette partie.

#### Vibrations induites par le système

Le système de frein est source de nombreux types de bruits et vibrations. La vibration majoritairement connue est le crissement, comme nuisance sonore, notamment en milieu urbain. Il s'agit d'une vibration haute fréquence provenant d'un couplage de modes du système de frein sous conditions de contact. Le crissement est majoritairement connu par son contenu fréquentiel (spectre de raie entre 1 kHz et 20 kHz) et son niveau sonore supérieur à 90 dB (AKAY, 2002). Cette vibration implique des amplitudes très faibles sans lien direct avec les localisations thermiques de type bandes chaudes ou points chauds, même si on peut penser que celles-ci

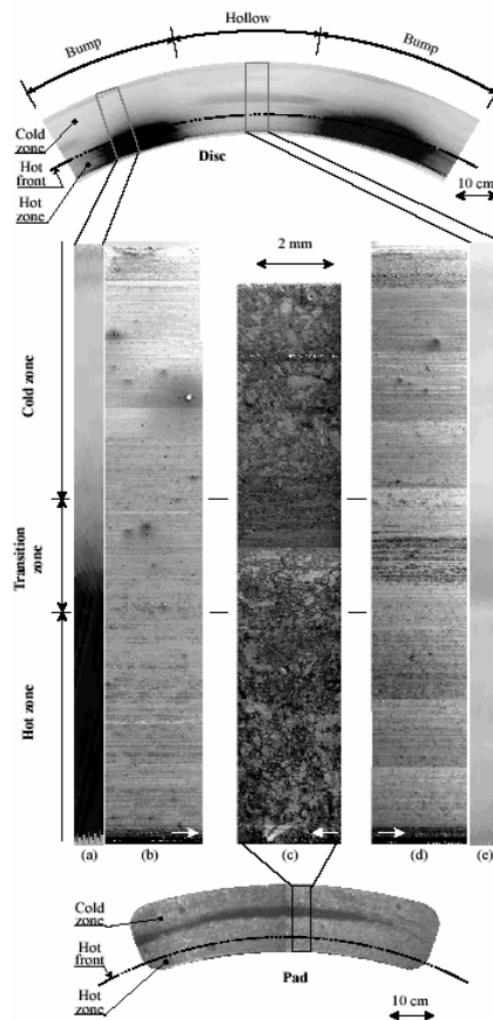


FIGURE 1.14 – Observation des surfaces de frottement (disque et garniture) et thermographie associée (CRISTOL, 2006)

peuvent influencer les conditions de contact. A contrario les déformations thermoélastiques hors-plan non uniforme circonférentiellement sont des sources de vibrations forcées basse fréquence. Avec le développement des motorisations électriques des véhicules automobiles, les vibrations basse fréquence sont devenues un enjeu pour le confort des passagers car elles sont transmises des freins à l'habitacle via le châssis, le volant ou les pédales. Parmi ces phénomènes basse fréquence, on peut citer celui du hot-judder (50-500 Hz), qui est une vibration dont l'origine a été reliée aux déplacements hors plans non uniformes sur la circonférence du disque. Le hot judder intervient à haute vitesse de freinage et est lié à une variation du couple principalement causée par des non-uniformité des pistes de frottement du disque, notamment la variation de l'épaisseur du disque (DTV) ou la déformation thermomécanique hors plan du disque (BRYANT et al., 2011).

Pour une géométrie de disque ventilé (figure 1.15a), des observations lors d'essais instrumentés illustrent l'apparition du hot judder (figure 1.15b)(CATHELINEAU, 2022). Le spectrogramme

de la pression dans l'étrier montre l'apparition de fréquences de différents ordres qui sont corrélés avec le nombre de localisations observées en surface du disque et aussi en lien avec la géométrie du disque. Les ordres 8 et 31, qui ont l'amplitude en pression la plus importante, correspondent à la géométrie de fixation (8 "radial pins") et au nombre d'ailettes de ventilation (31 "vanes"). Des fréquences de 100 à 400 Hz, dépendantes de l'ordre, apparaissent pendant le freinage pour certaines vitesses. Ces ordres "géométriques" sont liés à des déformations hors plan dont les amplitudes deviennent significatives à haute température en raison de la diffusion non-uniforme de la chaleur (cf paragraphe 1.4), d'où le nom de hot-judder, a contrario du cold judder (qui a lieu à froid, en lien avec le phénomène de DTV).

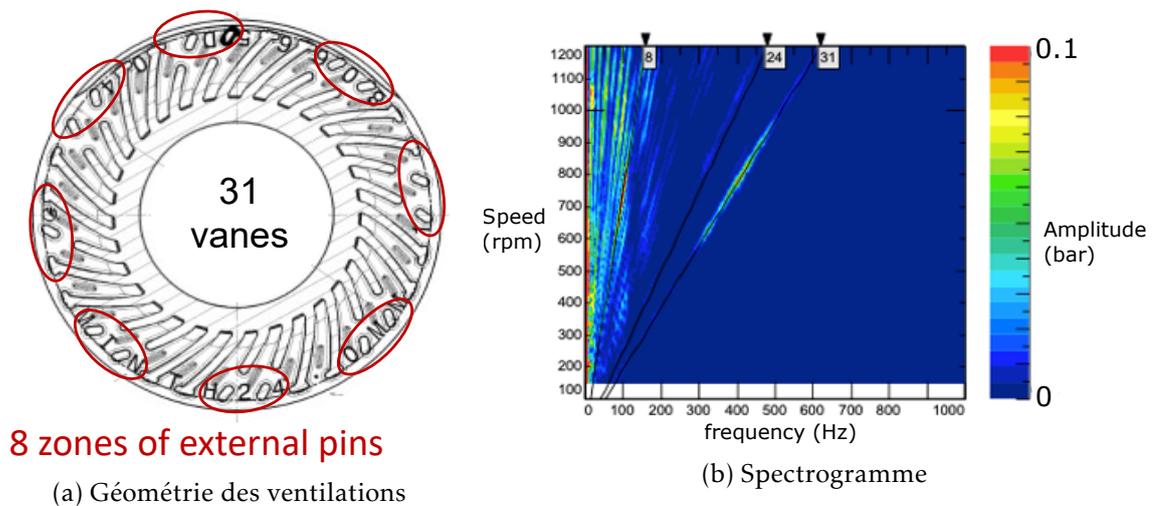


FIGURE 1.15 – Illustration de l'apparition de basse fréquence du type hot judder lors d'essais expérimentaux instrumentés (CATHELIN, 2022)

Ces vibrations (type judder) sont ainsi bien expliquées pour des disques ventilés, mais elles apparaissent également pour des disques pleins sans que la non-uniformité géométrique de diffusion de la chaleur puisse être mis en cause. Des hypothèses sont associées qui seront présentées plus loin (paragraphe 1.4). Avec l'augmentation des énergies dissipées (masse véhicule, réduction du nombre de freins...) ce type de vibration est de plus en plus rencontrée, notamment dans le domaine automobile.

### Fissuration des matériaux des systèmes de frein

Compte tenu des niveaux de sollicitations thermomécaniques atteints pendant un freinage, des phénomènes de fissuration peuvent apparaître au niveau des disques. Wicker (WICKER, 2009) présente l'apparition de fissures sur des disques ferroviaires de plusieurs types : longues et profondes dans la direction radiale, ou en réseau de fissures dans toutes les directions de type faïençage. La figure 1.16 illustre, sur la zone de glissement d'un disque, d'importantes fissures de plus de 70mm (1.16a) et des fissures macroscopiques plus courtes superposées à un réseau de faïençage sur une surface de 50mm x 50mm (1.16b).

Ces fissurations sont associées à un phénomène de fatigue thermique provoquée par les

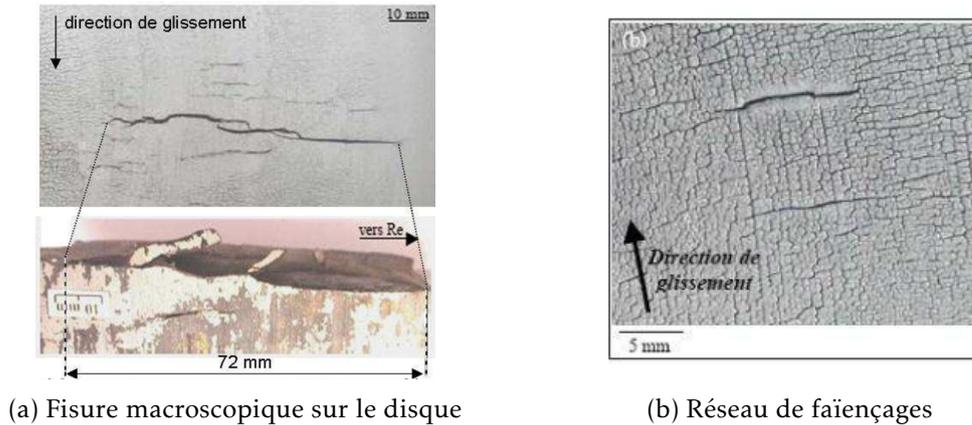


FIGURE 1.16 – Fissuration sur la surface de disques ferroviaires (WICKER, 2009).

cycles de chauffe/refroidissement, en surface décrite schématiquement sur la figure 1.17 dans de cas uniaxial (WONG, 2007). En phase d'échauffement (freinage) la température s'élève au niveau de la piste de frottement dont la dilatation est entourée par les bords intérieurs et extérieurs plus froid. Une sollicitation de compression apparaît (1<sup>ère</sup> montée en température), qui peut être élastoplastique si le niveau de sollicitation est élevé. La déformation est en compression également. Lors du refroidissement l'état de contrainte passe en traction avec une éventuelle diminution de la déformation plastique (jusque 0 sur le schéma). Au cours des cycles de freinages suivants (succession d'échauffements-refroidissement), des cycles de type accommodation plastique s'installent, qui sont à l'origine de la fissuration.

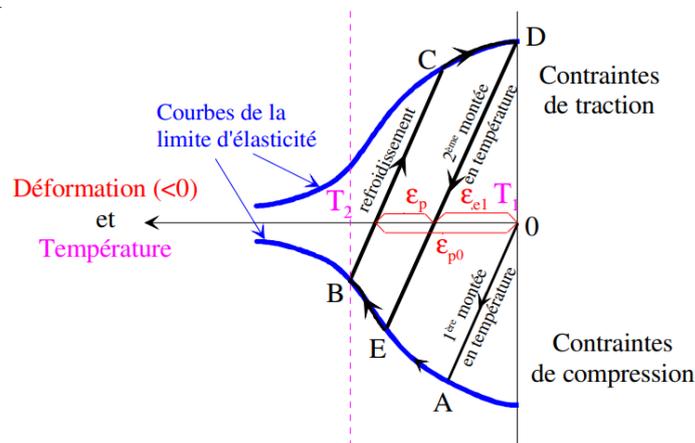


FIGURE 1.17 – Cycle thermique et réponse en traction/compression (WONG, 2007).

Les fortes sollicitations thermomécaniques sur des zones de contact restreintes ("points chauds") augmentent le risque de fatigue et la probabilité d'amorcer une fissure. Ces fissures modifient directement les performances du freinage et la durée de vie des assemblages.

A ce mécanisme de fissuration thermique peuvent s'ajouter des transformations matériaux avec les niveaux de température et de pression localement élevés, ce qui est le cas en présence de points chauds.

La figure 1.18 montre des observations au microscope optique après des essais haute-énergie à échelle réduite qui ont conduit à la formation de points chauds sur un disque en acier. Les régions en amont, à l'entrée et sur un point chaud (KASEM et al., 2011) sont regardées. Ces observations montrent un changement de phase du matériau au niveau du point chaud, avec une profondeur affectée supérieure à  $100\ \mu\text{m}$  ici. Ces modifications microstructurales affectent le processus de fissuration précédemment décrit et modifient les propriétés locales et les performances de freinage. Elles interviennent principalement en présence de points chauds.

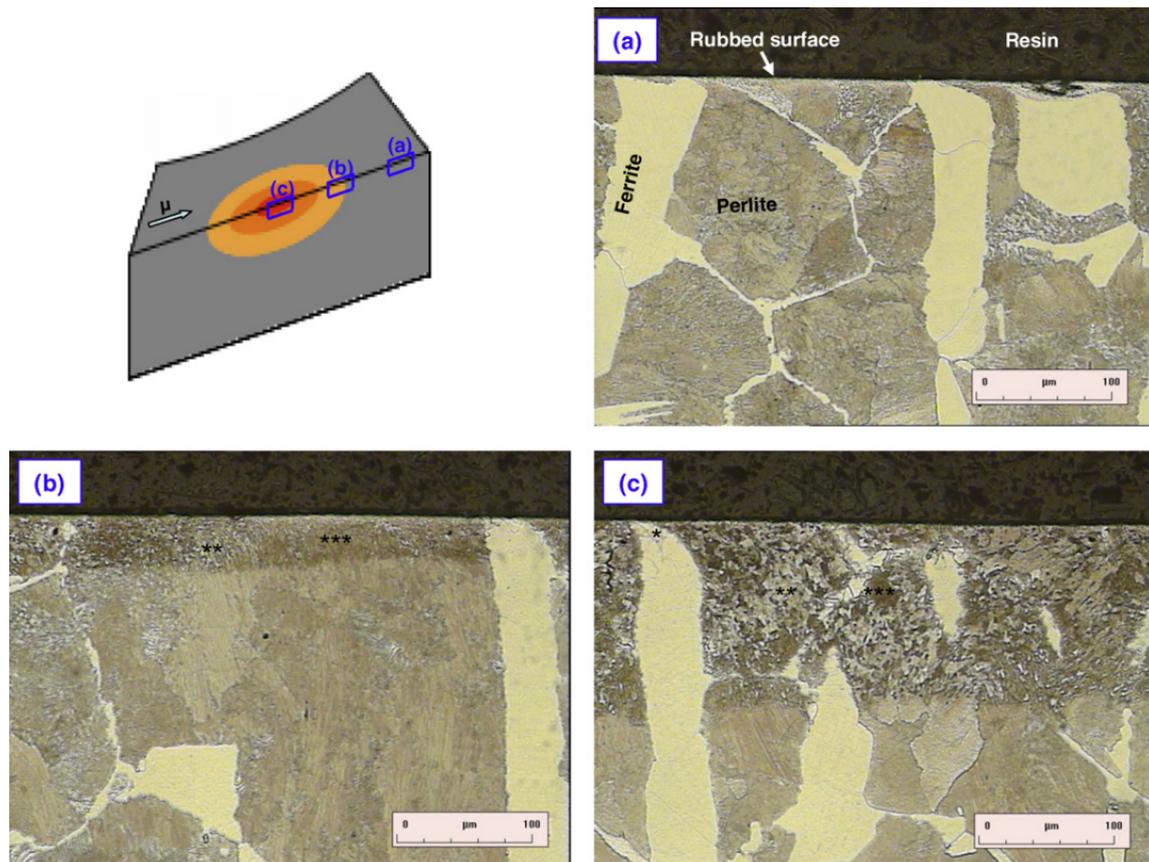


FIGURE 1.18 – Observation au microscopique optique sur plusieurs régions en amont, à l'entrée et sur une localisation thermique (\*) ferrite, (\*\*) bainite, (\*\*\*) perlite (KASEM et al., 2011) ( $\mu$  : direction de frottement).

Les localisations influent donc les émissions de particules que la norme Euro7 vise à réguler à partir de 2030 pour des raisons de santé publique. Les particules de freinages sont dangereuses par leur taille. Elles s'infiltrent dans le corps humain, plus précisément dans les poumons, et augmentent les risques pulmonaires, cardio-vasculaires et neurologiques (GONET et al., 2021). La réduction des émissions des particules de freinages est devenue un enjeu majeur environnemental et de santé publique. Les localisations thermiques amplifient l'usure et donc les émissions. En outre elles amplifient le processus de fermeture-ouverture de contact et ainsi les débits d'éjections comme explicités au paragraphe 1.2.3.

### 1.3 Modélisation du contact frottant

La modélisation des systèmes de frein par l'étude analytique est rapidement limitée à cause des géométries des pièces et de la représentation des phénomènes tribologiques expliqués dans les paragraphes précédents. L'outil le plus adapté pour la simulation du contact frottant est la méthode des éléments finis. La description des problèmes multiphysiques essentiels à la prédiction des mécanismes vu précédemment est décrite dans cette section.

#### 1.3.1 Thermique

Le problème est posé ici pour un système d'un disque en contact frottant avec une garniture de frein. L'évaluation de la température de contact au cours du temps est basée sur l'équation de la chaleur.

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} T \right) - K \Delta T = 0 \quad (1.1)$$

Le terme advectif  $\vec{V} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} T$  décrit le transport de chaleur ici dû à la rotation du disque. L'influence de ce terme peut être illustrée par le nombre de Peclet :

$$Pe = \frac{V(2b)\rho c_p}{2K} \quad (1.2)$$

avec  $2b$  la longueur d'application du flux (voir figure 1.19). Ce nombre adimensionnel dépend de la diffusion de la température dans le corps et de la vitesse de glissement. La figure 1.19 montre, à partir d'une géométrie d'un corps en mouvement sur lequel un flux thermique est appliqué, l'allure de la température en profondeur du disque pour différents nombres de Peclet (KENNEDY, 2001). A des grandes vitesses ( $Pe$  élevé), la température est quasi uniforme et la diffusion en profondeur est conséquente. Pour des faibles vitesses ( $Pe$  faible), la température maximale est plus élevée avec des écarts importants suivant la direction de glissement et une diffusion en profondeur limitée.

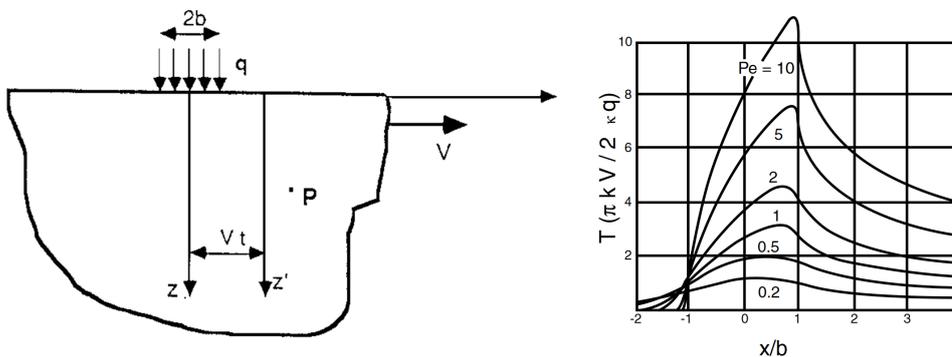


FIGURE 1.19 – Température en surface dans un solide semi-infini en fonction du nombre de Peclet (source de chaleur fixe, solide en mouvement).

Dans le cas d'une configuration pion-disque, ce terme advectif est nécessaire pour calculer le gradient thermique angulaire, mais il peut être supprimé si on ne s'intéresse qu'à l'évolution

temporelle de la moyenne angulaire de la surface. Le problème peut alors être ramené à un problème axisymétrique (figure 1.20) voire même à un problème 1D en profondeur si on considère le problème uniforme selon la direction radiale.

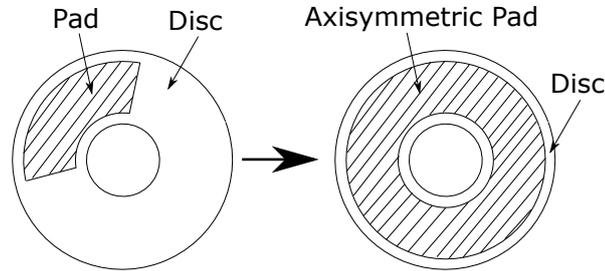


FIGURE 1.20 – Illustration de construction d'une configuration avec un pion axisymétrique.

C'est le principe des premiers modèles analytiques de freinage. Le flux de chaleur issu de la conversion de la puissance mécanique est introduit dans l'interface de contact pion disque (ou garniture disque) comme condition aux limites du problème thermique  $\phi = f * V * P$ . Il reste à gérer l'interface de contact pion-disque, souvent considérée comme "thermiquement parfaite", c'est à dire avec une continuité de température à l'interface. Les modèles de Newcomb et Limpert reprennent l'équation de la chaleur pour calculer qualitativement les températures de surface pour un système d'un pion frottant contre un disque (NEWCOMB, 1959)(LIMPERT, 1992). Le modèle de Limpert ajoute des conditions aux limites de convection par rapport au modèle de Newcomb. La figure 1.21 trace (pour 2 cas à différentes énergies) l'élévation de température sur la surface du disque au cours du temps pour un freinage à vitesse décroissante. Une comparaison entre le relevé expérimental et le modèle analytique est effectuée. Cette courbe en "cloche" est typique du problème avec un flux qui décroît linéairement au cours du temps (avec la vitesse). Néanmoins, ces modélisations sont rapidement limitées par les géométries et les assemblages complexes des systèmes de frein, et ne considèrent pas les phénomènes thermiques comme les localisations thermiques.

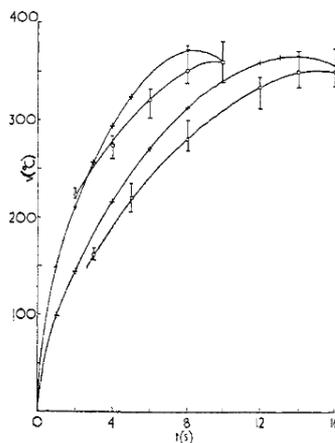


FIGURE 1.21 – Courbe typique de l'élévation transitoire de température à la surface du disque (NEWCOMB, 1959). C : valeur expérimentale moyenne. \* : valeur calculée.

Les modèles thermiques à l'interface peuvent être complétés par l'introduction d'une résistance de contact  $R_g$  et du coefficient de partage de flux  $\gamma$  (LARAQI, 1996). Grâce à ces modèles, le contact non parfait et l'effet sur la thermique de la couche de 3e corps peuvent être considérés. La figure 1.22 illustre le modèle de résistance de contact émis par Mazo (MAZO et al., 1978). A l'interface, le flux est partagé entre le disque et la garniture suivant un coefficient  $\gamma$  imposé. La résistance de contact provoque une discontinuité de la température à l'interface. Le flux généré à l'interface coté disque prend la forme :

$$\phi_{disque} = \gamma \phi_t + \frac{T_2c - T_1c}{R_g} \quad (1.3)$$

avec  $T_2c$  la température en surface du disque  $T_1c$  la température en surface de la garniture et

$$\phi_t = \phi_{disque} + \phi_{garniture} \quad (1.4)$$

Côté garniture, le flux de génération de chaleur devient :

$$\phi_{garniture} = (1 - \gamma) \phi_t + \frac{T_1c - T_2c}{R_g} \quad (1.5)$$

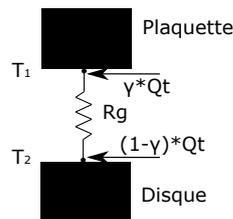


FIGURE 1.22 – Modèle de résistance thermoélastique de contact avec partage de flux de Mazo (MAZO et al., 1978).

Ces modèles analytiques peuvent être déclinés en modèles numériques, par éléments finis, sur le même principe de résolution de la chaleur avec prise en compte de géométrie et de conditions aux limites plus ou moins complexes (convection, rayonnement...).

### 1.3.2 Problème mécanique

Le problème mécanique est posé dans le cadre de la thermoélasticité linéaire.

### 1.3.3 Gestion du contact frottant

Connaissant l'évolution temporelle de la puissance du freinage et disposant d'un modèle thermique d'interface, il s'agit maintenant de distribuer ce flux sur les faces en contact. Dans le cas de modèles thermiques précédemment présentés, le flux est appliqué sur toute la largeur de frottement. En réalité, le flux n'est généré qu'aux endroits où il y a contact. L'introduction d'éléments de contact dans les modèles numériques permet de déterminer les zones où il y a

effectivement contact, et de distribuer le flux proportionnellement aux réactions nodales. Une des difficultés principales du calcul de plusieurs corps en contact frottant est la gestion des aires de contact avec frottement et sa mise à jour temporelle pour les modèles transitoires. Les modèles supposent généralement un contact unilatéral : sans pénétration de contact, avec une réaction normale et une condition de non-adhésion. Le contact est décrit par Signorini comme un équilibre mécanique entre les 2 corps sans pénétration de matière (SIGNORINI, 1933). Dans la direction tangentielle, la représentation du frottement suit la loi de Coulomb (COULOMB, 1821). La réaction de contact  $\vec{R}$  est décomposée en une force normale  $\vec{N}$  et une force tangentielle  $\vec{T}$  appelée force de frottement (figure 1.23).

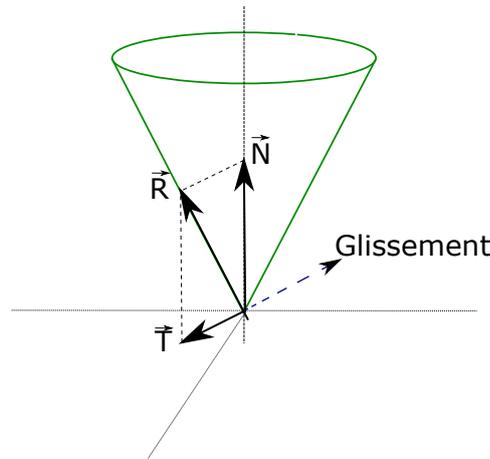


FIGURE 1.23 – cône de frottement de Coulomb (COULOMB, 1821)

La loi de Coulomb s'écrit :

- Condition d'adhérence entre les corps (donc  $V = 0$ )

$$\|\vec{T}\| < f * \|\vec{N}\| \quad (1.6)$$

- Condition de glissement

$$\|\vec{T}\| = f * \|\vec{N}\| \quad (1.7)$$

avec  $f$  le coefficient de frottement.

Pour résoudre le problème de contact, plusieurs méthodes ont été proposées, généralement en considérant une hypothèse de surfaces parfaites (lisses).

Des méthodes plus élaborées sont celles basées sur les multiplicateurs de Lagrange ou Lagrangien augmenté (pénalisation et multiplicateurs de Lagrange). Celles-ci sont utilisées dans les logiciels éléments finis commerciaux pour la résolution du problème de contact (figure 1.24).

La méthode de pénalisation pose une relation de proportionnalité entre les efforts à l'interface et l'interpénétration pour la composante normale au contact, et entre les efforts à l'interface et le glissement pour la composante tangentielle (BUSSETTA, 2009). Cette méthode ne respecte pas les conditions au niveau de l'interface. La figure 1.24 donne une représentation de la pénétration de contact.

La condition de contact s'écrit :

$$\begin{cases} g \geq 0 & \|\vec{N}\| = k_n g & \text{Contact} \\ g < 0 & \|\vec{N}\| = 0 & \text{Non-contact} \end{cases} \quad (1.8)$$

avec  $k_n$  le facteur de pénétration de contact, et  $g$  la fonction écart entre les courbures des surfaces de contact.

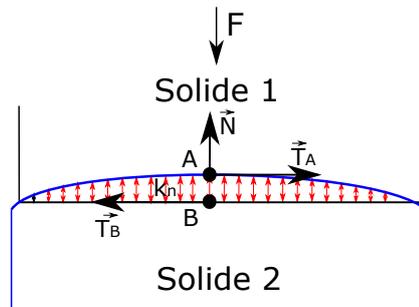


FIGURE 1.24 – Représentation de la pénétration de contact

Les méthodes des multiplicateurs de Lagrange introduisent une nouvelle variable  $\delta$ , qui représente les forces empêchant les interpénétrations aux interfaces de contact.

Sous ces conditions, la condition de contact s'écrit :

$$\begin{cases} g = 0 & \delta_n > 0 & \text{Contact} \\ g < 0 & \delta_n = 0 & \text{Non-contact} \end{cases} \quad (1.9)$$

avec  $\delta_n$  la partie normale de la variation  $\delta$ . La condition de frottement s'écrit :

$$\begin{cases} \delta_t - f \delta_n < 0 & \text{Adhérence} \\ \delta_t - f \delta_n = 0 & \text{Glissement} \end{cases} \quad (1.10)$$

avec  $\delta_t$  la partie tangentielle de la variation  $\delta$

La méthode du Lagrangien augmenté combine la méthode de la pénalisation et le multiplicateur de Lagrange. Dans cette méthode les multiplicateurs de Lagrange sont mis à jour à partir de la méthode de pénalisation.

La gestion du contact analytiquement et numériquement est sensible à de nombreux paramètres pour représenter au mieux la complexité du contact. Ajoutons à cela la nécessité d'une mise à jour temporelle pour comprendre les effets transitoires (dilatations thermiques, usure) et son intégration au sein des modèles est à considérer avec attention.

### 1.3.4 Modélisation des bandes chaudes

Le phénomène des bandes chaudes discuté précédemment est modélisé par une approche en éléments finis thermomécanique intégrant la pression de contact, la température, les dilatations thermiques et l'usure des matériaux (figure 1.25) (DUFRÉNOY, 1995). La résolution est découplée entre le problème thermique (diffusion) et le problème mécanique (contact + dilatation) avec

à chaque pas une résolution thermique transitoire. Le calcul mécanique permet la mise à jour des dilatations thermiques et de la pression de contact. Un modèle d'usure des matériaux peut être intégré par une actualisation des surfaces avant le problème mécanique. Ici les résolutions thermiques du disque et des garnitures sont découplées pour accélérer la résolution (2D axisymétrique pour le disque et 3D pour la garniture en lien avec la géométrie des composants).

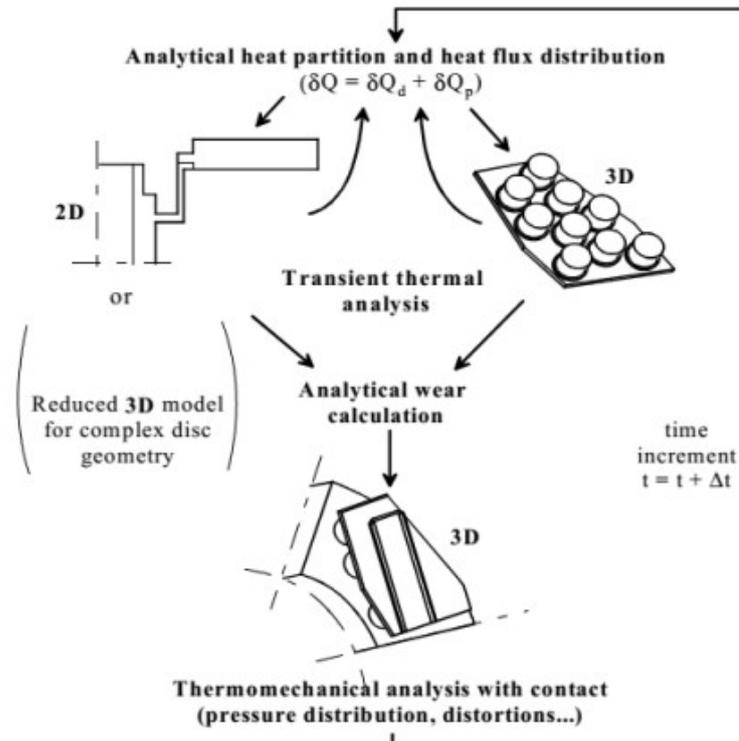


FIGURE 1.25 – Schéma simplifié du modèle thermomécanique pour un système de frein (DUFRÉNOY, 1995).

La figure 1.26 est une illustration de la déformation d'un disque TGV due aux dilatations thermiques. Les pointillés représentent l'allure de la déformée et la localisation de la bande chaude à la fin de la simulation. La géométrie du frein (avec un moyeu dissymétrique) provoque une mise en cône du disque. Cette mise en cône ainsi que les surfaces bombées (par dilatation thermique) vont induire une localisation radiale du contact.

La prise en compte de l'usure modifie le comportement thermomécanique au niveau de la bande chaude. La figure 1.27 montre les différences dans l'évolution de la localisation pour des modèles avec et sans intégration de lois d'usure. Dans le modèle sans usure (figure 1.27a), le calcul donne une localisation en 2 zones de contact en raison de la géométrie segmentée de la garniture, avec une intensification de la localisation thermique due uniquement aux dilatations thermiques. Avec l'intégration de l'usure, modélisée dans ces travaux par une perte d'épaisseur basée sur un critère énergétique (figure 1.27b), les 2 localisations migrent, avec une transition de 2 localisations à une localisation centrée sur le disque (DUFRÉNOY, 1995).

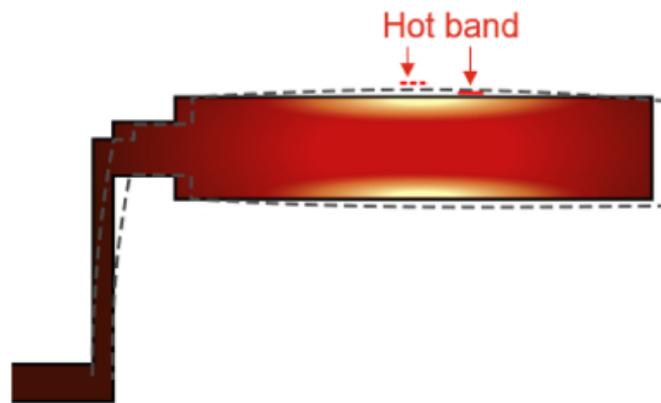


FIGURE 1.26 – Localisations des zones d'échauffement (bandes chaudes) et déformée (FRANGIEH et al., 2023)

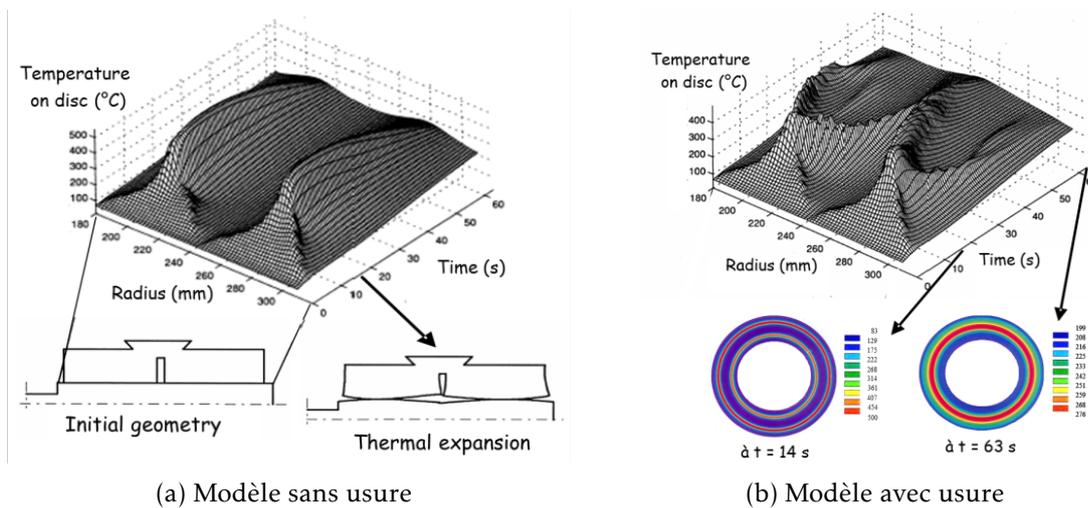


FIGURE 1.27 – Modèle numérique d'évolution de localisations thermiques radiales sans et avec prise en compte de l'usure (DUFRÉNOY, 1995).

Les modèles transitoires existant dans la bibliographie montrent l'importance de considérer les interactions entre l'échauffement et les variations de contact.

## 1.4 Modélisations des points chauds macroscopiques

Un relevé bibliographique du nombre de points chauds obtenus lors d'études expérimentales (figure 1.28) montre une forte diversité du nombre de localisations (Xu, 2016). Sur des disques de frein ferroviaire et automobile, le nombre de localisations s'étend de 3 à 20 points chauds.

La grande diversité du nombre de localisations ainsi que l'observation de plusieurs tailles de points chauds macroscopiques (figure 1.9) laissent penser à l'existence de différents mécanismes menant aux localisations thermiques circonférentielles. L'apparition de ces localisations peut être expliquée de plusieurs manières :

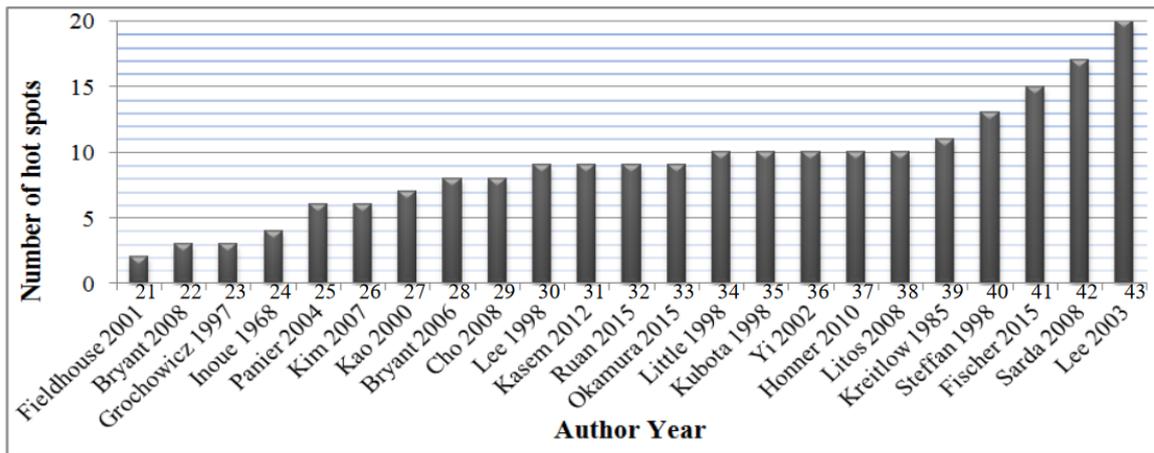


FIGURE 1.28 – Nombre de points chauds relevés lors de campagne expérimentale (Xu, 2016)

- Un mécanisme stable de diffusion thermique dans le système.
- 3 mécanismes instables :
  - Un flambement du disque lié aux fortes sollicitations thermiques
  - Des instabilités thermoélastiques (TEI : Thermo Elastic Instabilities)
  - La propagation d'une déformation hors plan le long du disque (PWD : Progressive Waviness Distorsion)

Chaque scénario de développement des points chauds et les modèles associés utilisés pour les étudier sont explicités ci-dessous.

#### 1.4.1 Diffusion de la température dans la géométrie

Les disques automobiles ventilés sont souvent utilisés pour diminuer les températures en surface du disque, par augmentation des capacités de dissipation thermique, et augmenter les performances de freinage. Ces géométries semblent moins soumises aux mécanismes d'instabilité, mais, de part de leurs ventilations, peuvent présenter des problèmes de diffusion de la température au sein du disque. Les températures seront plus élevées au niveau des ventilations, ce qui aura pour effet l'apparition de dilatations thermiques circonférentielles hors plan non-uniforme et l'apparition de points chauds (cf "hot judder" montré paragraphe 1.2.4). La figure 1.29 montre, sur un disque de frein automobile ventilé, les températures atteintes au niveau de la surface de frottement. Des localisations thermiques apparaissent au niveau des ventilations du disque et au niveau de ventilation du moyeu ("pins" figure 1.29). Le gradient thermique lié à l'apparition des points chauds n'excède pas les 100°C.

Pour calculer les températures atteintes pour un disque de frein ventilé, une résolution thermomécanique transitoire doit intégrer le refroidissement du disque par l'air au niveau des ventilations.

À l'aide de simulations transitoires en éléments finis, Tang simule l'élévation thermique dans le disque pour des modèles 2D et 3D axisymétriques en considérant un échange thermique de convection sur les parois des ventilations (TANG, 2017).

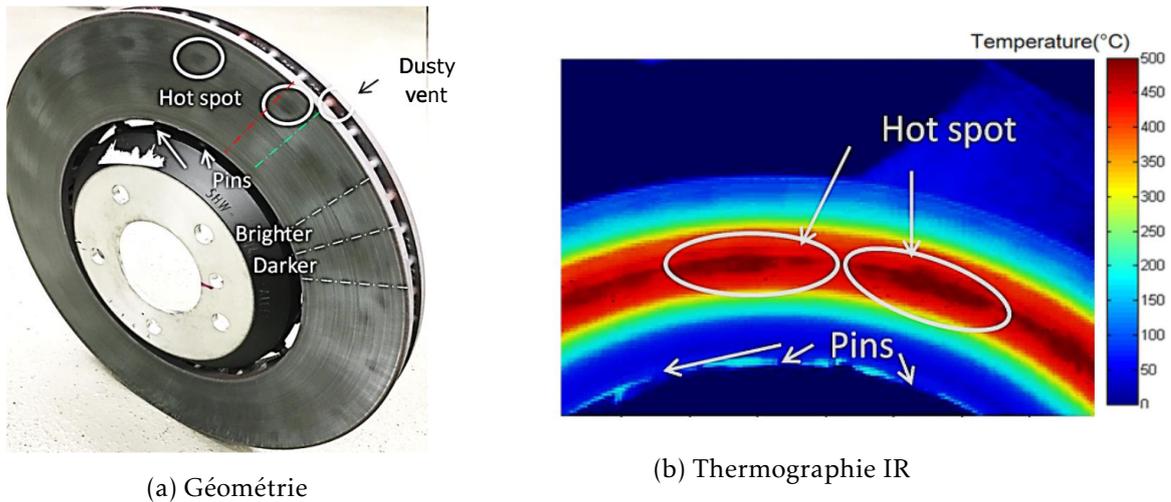


FIGURE 1.29 – Température sur un disque de frein ventilé pendant un essai de freinage automobile (TANG, 2017).

La résolution thermomécanique en éléments finis est effectuée par bouclage de résolution mécanique et thermique pour l'étude de géométrie 2D et 3D (figure 1.30), à l'image des modélisations des bandes chaudes présentées précédemment.

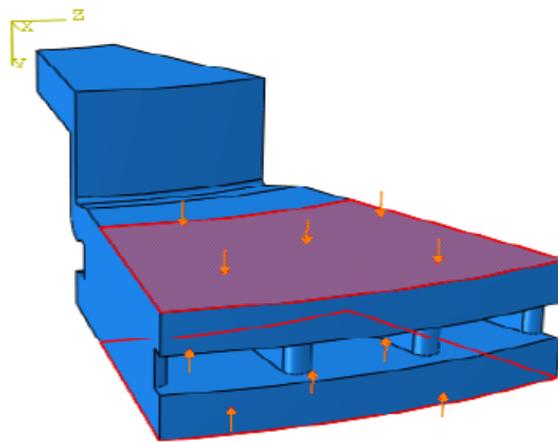


FIGURE 1.30 – Coupe de la géométrie 3D en éléments finis de disque ventilé (TANG et al., 2014)

Les systèmes sont réduits en garnitures de frein axisymétrique. Pour les modèles 3D, la simulation transitoire en éléments finis est bouclée à une simulation de mécanique des fluides (TANG et al., 2014) pour représenter les phénomènes de convection. Un organigramme de la méthode est donné figure 1.31.

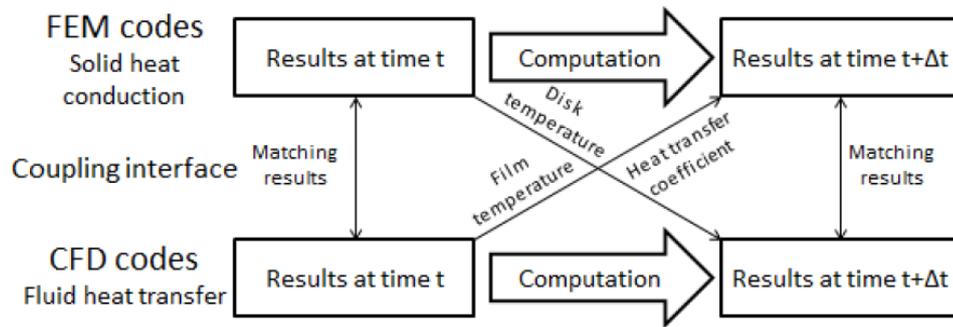


FIGURE 1.31 – Couplage entre le calcul thermomécanique et le calcul de transfert de chaleur (TANG et al., 2014).

Grâce à cette méthode, les températures et le gradient thermique en surface et en profondeur du disque sont simulés. Les résultats montrent la corrélation entre le nombre de points chauds et le nombre de ventilations dans le disque et au niveau du moyeu. La figure 1.32 montre l'apparition de 17 points chauds pour un disque composé de 17 ventilations.

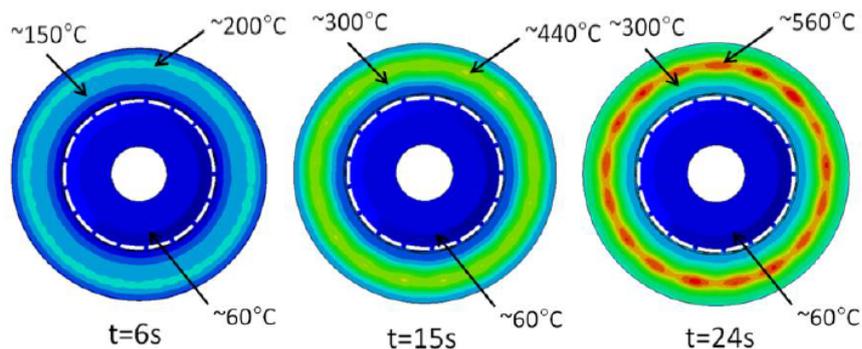


FIGURE 1.32 – Solution en éléments finis montrant la distribution de température sur une face du disque et le développement des points chauds le long du disque (TANG, 2017)

En lien avec l'illustration du "hot judder" présenté précédemment (cf paragraphe 1.2.4, l'influence d'une localisation radiale (bande chaude) sur les déformations hors plan est présentée figure 1.33. Les déplacements hors plan à l'interface en fonction de l'ordre sont tracés pour 5 cas de localisation radiale (CATHÉLINEAU, 2022) : un contact sur toute la largeur du disque (cas Piste), une localisation sur un rayon défini (cas BCint, BCmi, BCme, BCext). La figure 1.33f montre que les 3 ordres apparaissant sont les mêmes (8,24,31), mais l'amplitude des déplacements hors plans est fortement modifiée. Le cas d'une localisation radiale proche du rayon intérieur (figure 1.33a) du disque tend à diminuer l'amplitude des déplacements hors plan par rapport à un contact sur toute la piste, là où la localisation thermique sur le rayon extérieur (figure 1.33d) du disque tend à augmenter les déplacements hors plan. Le phénomène de localisation thermique circonférentielle se trouve donc affecté par les phénomènes de localisation radiale.

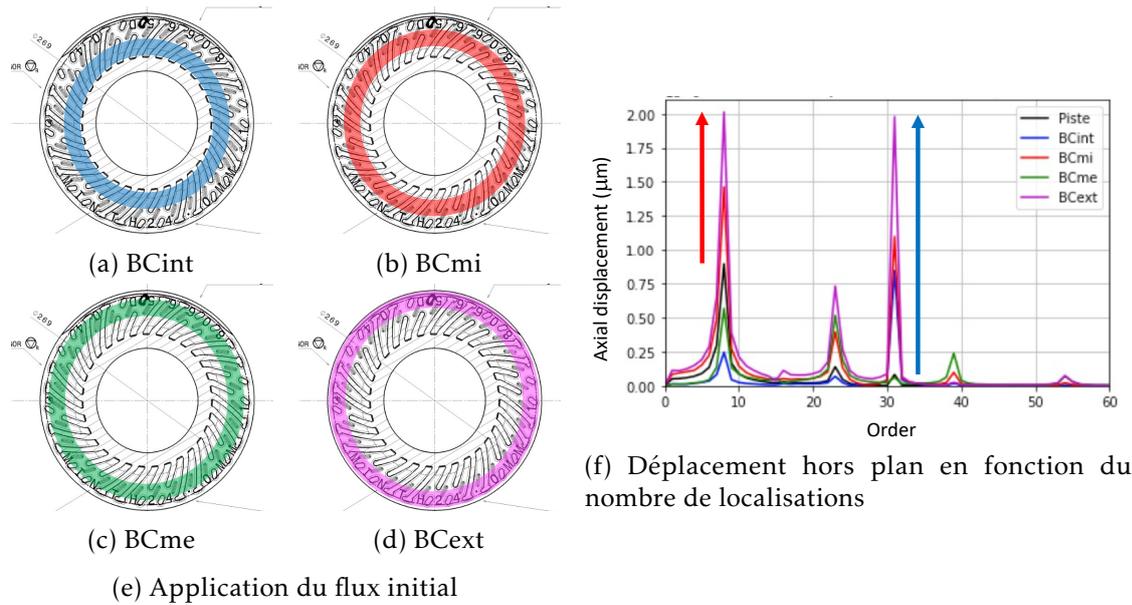


FIGURE 1.33 – Mise en évidence de l'influence de la localisation radiale sur les déplacements hors plan liés au problème de diffusion thermique (CATHELINÉAU, 2022).

Les localisations liées à la diffusion de la chaleur dans la géométrie sont dépendantes des matériaux (diffusivité et capacité thermique du disque) (TANG, 2017), de la géométrie et de la localisation radiale (CATHELINÉAU, 2022). Ce type de localisation est induit par une non régularité géométrique circonférentielle (ventilations, fixations, ...)

### 1.4.2 Flambage

Le flambage est une instabilité mécanique associée à une déformation structurelle hors plan du corps, ici le disque, susceptible d'engendrer des localisations thermiques du type bandes chaudes et points chauds en fonction du mode. Le flambement est induit par une compression du disque issue de la dilatation entravée par la géométrie ou par les zones froides en rayon intérieur et extérieur. Différents modes de flambement sont illustrés sur la figure 1.34 dans le cas de l'étude d'un disque sans moyeu. Les modes de déformations les plus connus liés au flambement sont la mise en cône du disque ("onion ring") qui engendre une bande chaude, le mode de voilage du disque ("chips mode"), et les modes à plusieurs bosses qui correspondent aux modes de points chauds.

Le flambement est étudié par une analyse de la structure sous un chargement thermomécanique qui provient du contact frottant disque-plaquette (AUDEBERT et al., 1998).

Audebert et Barber ont montré que le mécanisme de flambement pour une géométrie de frein automobile est lié aux contraintes résiduelles dans le plan provenant de la migration des champs de température. Les contraintes résiduelles provenant des contraintes thermiques et des gradients de température en profondeur du disque affectent considérablement les modes de flambage. Les modes non symétriques, comme le mode de voilage du disque, proviennent d'une compression résiduelle du rayon externe du disque tandis que les modes axisymétriques, comme le mode conique, proviennent d'une traction résiduelle, figure 1.34. Davis a étudié l'effet

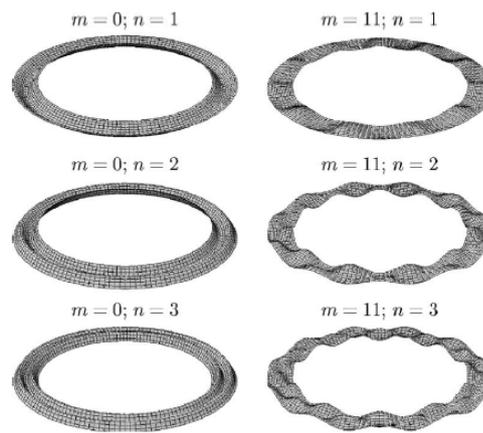


FIGURE 1.34 – Deformation modes of the structure for buckling instability (KREMPASZKY & LIPPMANN, 2005)

de la vitesse de glissement et de la température sur la stabilité pour des disques fins (DAVIS et al., 2002). Il a montré que des fortes températures de part et d'autre du disque accroissent le risque de flambement. Une étude de l'influence des propriétés matériaux a démontré qu'accroître la conductivité thermique et la résistance mécaniques des matériaux améliorent la stabilité de la géométrie face au flambage. Quelques auteurs (CHO & CHO, 2008 ; KREMPASZKY & LIPPMANN, 2005 ; LEBECK, 1980) ont amélioré les modèles en combinant par exemple la modélisation du flambement et celle des autres mécanismes d'instabilités pour proposer une description générale des instabilités sur les disques de frein et d'embrayage. Bendawi a montré que la géométrie et la distribution de la chaleur sont les facteurs dominant de cette bifurcation (BENDAWI, 2015).

Le flambage est le plus souvent étudié pour des systèmes d'embrayage mais ne semble pas le phénomène prépondérant en freinage, les analyses en flambement montrant des niveaux de sollicitations non atteignables sur ces géométries.

### 1.4.3 Instabilités thermoélastique (TEI)

L'approche des instabilités thermoélastiques est la théorie historique de la formation des points chauds sur des disques automobiles et ferroviaires proposée par Barber (J. R. BARBER, 1969). Cette théorie explique la formation des points chauds comme la réponse thermoélastique du système à une perturbation. Cette section explique le principe de TEI, les moyens d'étude ainsi que les conclusions principales. Les résultats seront discutés plus en détail dans le chapitre 2.

#### Approche analytique

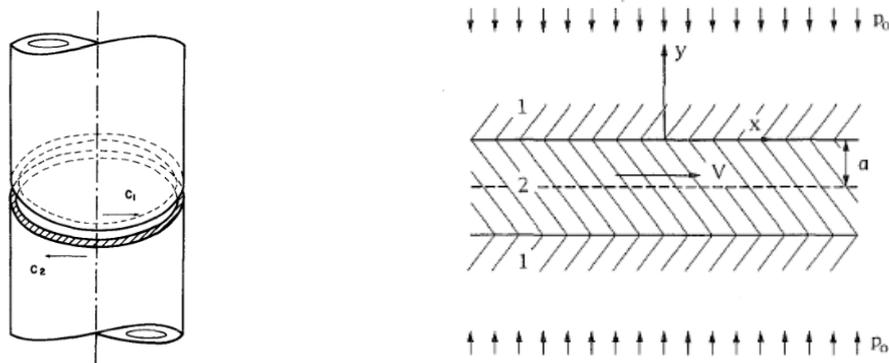
À partir de l'étude de 2 demi-plans semi-infinis, Dow et Burton ont calculé une première solution analytique en utilisant la méthode des perturbations. Le problème thermique est résolu à partir de l'introduction d'une perturbation sinusoïdale dans le champ de température (dans la direction de glissement,  $x$  selon l'équation 1.11) (BURTON et al., 1973) (cette méthode est

aussi fonctionnelle avec une perturbation introduite dans la pression de contact). Le champ de température prend la forme de la solution homogène et d'une perturbation sinusoïdale spatiale potentiellement croissante :

$$T(x, y, t) = T(y, t) + T(y, t) * e^{bt} \cos(mx) \quad (1.11)$$

avec  $T$  la température,  $t$  le temps,  $b$  le taux d'accroissement de l'exponentiel et  $x, y, z$  les dimensions spatiales,  $n$  le nombre de perturbations. Le paramètre  $b$  définit la stabilité du système. Lorsque  $b$  est négatif, l'exponentiel décroît et le système est stable. Lorsque  $b$  est positif, l'exponentiel croît et le système est instable. Lorsque  $b = 0$ , la perturbation n'évolue pas. Le système est à sa limite de stabilité. Le problème en stabilité ne nécessite que la solution de la partie sinusoïdale, second terme de l'équation 1.11. A la limite en stabilité  $b = 0$ , le terme de vitesse critique est posé  $V_{crit}$ , c'est-à-dire la vitesse de glissement où la perturbation ne croît ni ne décroît.

Burton calcule une approximation de la vitesse critique pour une géométrie de 2 corps sous hypothèse quasi-statique figure 1.35a (BURTON et al., 1973). La solution de Burton est vue comme une approximation de la vitesse critique pour des géométries simples ou pour des systèmes dont le nombre de localisations est grand avec les nombreuses hypothèses de corps semi-infinis, d'absence d'usure des matériaux ou d'impossibilité de séparation entre les corps. Lee et Barber utilisent la même méthode sur une géométrie automobile 2D plus complète : 2 plaquettes de longueur infinie et d'épaisseur semi-infinie encadrant un disque d'épaisseur finie (figure 1.35b) (LEE & BARBER, 1993). Les propriétés matériaux sont accessibles dans le tableau tableau 1.1 (organique et fonte).



(a) Modèle 2 corps semi-infini de Burton (BURTON et al., 1973) (b) Modèle 3 corps semi-infini de Lee (LEE & BARBER, 1993)

FIGURE 1.35 – Illustration de modèle de résolution analytique des instabilités thermoélastique (TEI)

Dans la solution à 3 premiers corps (figure 1.35b), 2 problèmes sont considérés à cause de la présence de 2 interfaces : Le premier problème suppose les 2 perturbations de part et d'autre du corps central en phase (cas symétrique) et le second suppose les perturbations en opposition de phase (cas antisymétrique) (figure 1.36).



(a) sinus en phase, cas symétrique

(b) sinus hors phase, cas antisymétrique

FIGURE 1.36 – Différents cas d'introduction de la perturbation sur les 2 interfaces.

Depuis, le modèle de Lee et Barber a été complété pour améliorer la précision de la vitesse critique. Decuzzi, Afferrante et Ciaverella améliorent la mise en équation en supposant une garniture d'épaisseur finie et en introduisant le ratio de la demi-épaisseur de la garniture sur celle du disque ( $a_1/a_2$ ) (AFFERRANTE et al., 2003b; DECUZZI et al., 2001). La figure 1.37 trace les résultats de la vitesse critique adimensionnée ( $V a_2/k_2$ ) en fonction du nombre d'ondes adimensionné ( $m^* a_2$ ) pour le modèle de Burton (2 corps semi infinis), le modèle de Lee et Barber (3 corps dont 2 garnitures semi-infinies) et le modèle de Decuzzi (3 corps avec épaisseurs finies) pour les modes antisymétriques, Lee et Barber ayant montré que la vitesse critique dans le cas symétrique étant plus grande que celle du cas antisymétrique (point qui sera détaillé au chapitre 2). Chaque courbe représente la limite en stabilité pour un modèle donné avec la zone en dessous de cette courbe qui définit la zone stable ( $V < V_{crit}$ ) et la zone au dessus définie la zone instable ( $V > V_{crit}$ ). La solution de la vitesse critique de Burton pour 2 milieux semi-infinis donne une droite. Pour des nombres de localisations très grands ( $m^- > \infty$ ), l'interface peut être considérée comme uniforme, et donc la vitesse critique sera infinie. Dans la configuration à 3 premiers corps, solution de Lee et Barber, le cas antisymétrique donne des vitesses équivalentes au problème de Burton pour des nombres de localisations grands, et une vitesse critique nettement plus faible pour des nombres de localisations faibles. De la même façon, si le nombre d'onde est très grand ( $m^- > \infty$ ) l'interface est quasi uniforme et la solution est identique à celle de Burton. En corollaire, si l'épaisseur du disque est très grand ( $a_2^- > \infty$ ) alors les perturbations à chaque interface peuvent être considérées comme distinctes dont la solution est celle de Burton. Lorsque le ratio des demi-épaisseurs  $a_1/a_2$  est considéré, la vitesse critique chute. Plus le ratio est grand plus les hypothèses se rapprochent de la solution de Lee et Barber.

D'autres études discutent les hypothèses du modèle et améliorent la précision de la solution en vitesse critique. La suite fait un bilan de ces ajouts.

L'hypothèse de contact parfait peut être levée par l'introduction d'une résistance thermique de contact et un partage de flux entre les corps (voir partie 1.3.1) (AFFERRANTE & CIAVARELLA, 2004a; AFFERRANTE & CIAVARELLA, 2004b; CIAVARELLA et al., 2003). L'ajout d'une résistance thermique de contact tend à diminuer la vitesse critique pour les cas où le partage de flux favorise l'élévation de température sur le disque.

L'hypothèse quasi-statique, jusque-là présent dans tous les modèles, est justifiée par la vitesse plutôt lente d'apparition des instabilités thermoélastiques par dilatations thermiques (AFFERRANTE et al., 2006). Afferrante couple la solution thermoélastique et les équations de mouvement pour induire les effets dynamiques. La solution obtenue sous ces hypothèses est

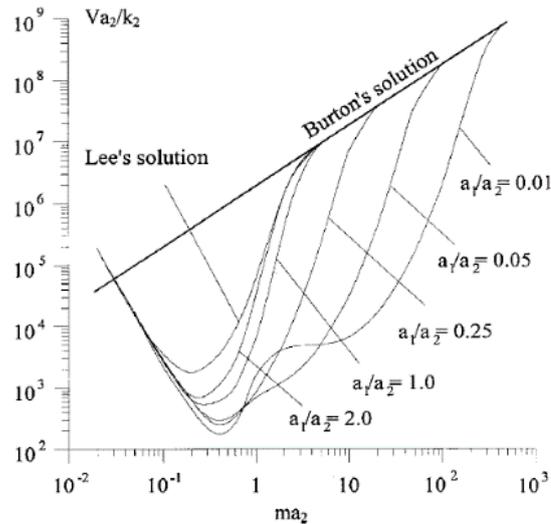


FIGURE 1.37 – Vitesse critique en fonction du nombre d'onde du cas antisymétrique avec plusieurs hypothèses : 2 milieux semi-infinis (solution de Burton), 2 plaquettes semi-infinies et 1 disque d'épaisseur finie (solution de Lee) et 3 premiers corps d'épaisseur finie (AFFERRANTE et al., 2003b)

nommée thermoelastodynamic instability (noté TEDI) (AFFERRANTE & CIAVARELLA, 2007b). La solution analytique des TEDI montre l'apparition d'une instabilité, liée à la dynamique du contact frottant, qui mène à des modes de dilatations. Les modèles simples (en 1D) ne présentent pas l'apparition des instabilités dynamiques, par manque d'effets thermiques. Néanmoins, des modèles plus complets montrent que le premier mode de déformations est perturbé par une réponse transitoire du système caractérisé par un battement du disque (AFFERRANTE & CIAVARELLA, 2007a). Le comportement du système mène à une instabilité dynamique. Néanmoins, avec des modèles plus performants avec, par exemple, la présence d'amortissement, les modes d'instabilité liés à la dynamique risquent d'être réduits, voire de disparaître (AFFERRANTE & CIAVARELLA, 2008).

Des études récentes introduisent des lois d'usure dans les modèles analytiques (PAPANGELO & CIAVARELLA, 2020). Si l'usure atteint un certain taux, le système devient stable quelle que soit la vitesse (PAPANGELO & CIAVARELLA, 2019). Néanmoins pour d'autres taux d'usure plus faibles, la vitesse critique peut chuter, donc le système sera instable plus facilement (QIAO et al., 2020). Ce taux d'usure est lié au comportement tribologique des matériaux, au système global et à son histoire. Il est donc difficile expérimentalement de confirmer l'influence de l'usure sur les TEI.

La formulation analytique est rapidement limitée à cause de la complexité de la mise en équation des hypothèses évoquées précédemment et aussi à cause des géométries et assemblages des systèmes de frein. Afin de parvenir à une modélisation suffisamment réaliste pour représenter l'instabilité, des méthodes de simulations numériques ont été développées.

**Méthode aux valeurs propres** Pour les modèles les plus complets, les calculs directs sont très coûteux en temps, voire impossible. Pour réduire le temps de calcul, la méthode des éléments finis est employée. La méthode aux valeurs propres formule, à l'aide de la méthodologie des

éléments finis de Petrov-Garlerkin, le problème thermoélastique avec une perturbation dans le champ de température (Yi et al., 2000), ici en 2D car dans la 3ème direction (ici  $x$ ) qui correspond à la direction de glissement on considère une réponse sinusoïdale de même forme que la perturbation introduite.

$$[(\mathbf{K} + \mathbf{C} + fV\mathbf{A}) + b\mathbf{H}]\Theta = 0 \quad (1.12)$$

avec  $\Theta$  les températures nodales  $\mathbf{K}$  la matrice de conductivité thermique tel que :

$$\mathbf{K} = \int \int_{\Omega} K_{\beta} \left( \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial y} \frac{\partial \mathbf{W}^T}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial z} \frac{\partial \mathbf{W}^T}{\partial z} \right) d\Omega \quad (1.13)$$

$\mathbf{H}$  la matrice de capacité thermique

$$\mathbf{H} = \int \int_{\Omega} \rho_{\beta} c_{\beta} \mathbf{W} \mathbf{W}^T d\omega \quad (1.14)$$

$\mathbf{C}$  la matrice

$$\mathbf{C} = \int \int_{\Omega} (K_{\beta} m^2 + j m \rho_{\beta} c_{\beta} V_{\beta}) \mathbf{W} \mathbf{W}^T d\Omega \quad (1.15)$$

Avec  $\Omega$  représentant le domaine incluant les 2 corps en contact. La matrice  $\mathbf{A}$  est la matrice de couplage reliant les efforts normaux aux interfaces au champ de température :

$$P = A\Theta \quad (1.16)$$

Le flux thermique dissipé s'écrit alors :

$$\mathbf{Q} = fVP = fVAT \quad (1.17)$$

L'hypothèse de l'élasticité est conservée pour résoudre le problème. La difficulté de la méthode est d'obtenir la matrice de couplage  $\mathbf{A}$  qui relie le champ de pression de contact et la température sous hypothèse de contact linéaire et sans séparation. Plusieurs méthodes sont utilisées pour calcul  $\mathbf{A}$ . Du impose  $\Theta$  unitaire à chaque nœud et calcul les efforts à l'interface (Du et al., 1997). Zagrodzki calcule les efforts internes par inversion du système (ZAGRODZKI, 2009).

Les observations suivantes sont faites sur la solution :

- La matrice  $\mathbf{A}$  est non symétrique, donc les valeurs propres  $b$  seront des nombres complexes.
- Pour un système posé, les modes instables existent si au moins une valeur propre  $b$  a une partie réelle positive. Le vecteur propre correspondant  $\Theta$  définit l'allure de la perturbation dans la température.
- Les valeurs propres et les vecteurs propres dépendent de la vitesse de glissement  $V$ . La vitesse critique peut être déterminée par itération jusqu'à ce que la valeur propre principale ait une partie réelle nulle.
- La partie imaginaire de la valeur propre donne la vitesse de migration  $c$  de la perturbation (ZAGRODZKI, 2009).

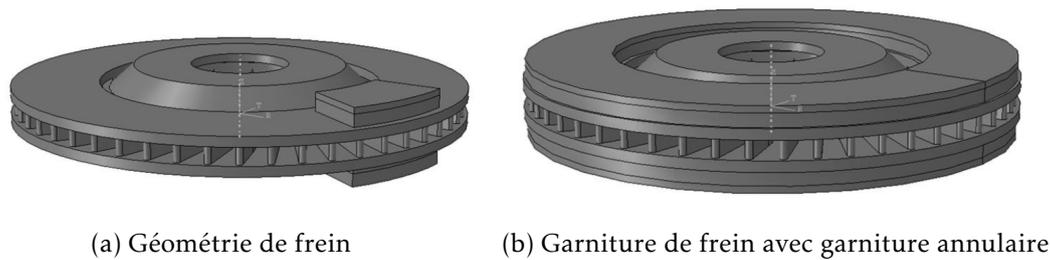


FIGURE 1.39 – Simplification du modèle par l'introduction d'une plaquette axisymétrique (TANG, 2017)

Bien que cette méthode détermine les modes instables pour des systèmes de frein ou d'embrayage, les phénomènes thermomécaniques, comme la dépendance des matériaux à la température, la plasticité, la séparation locale du contact ne sont pas considérés.

**Méthode transitoire** Les méthodes transitoires utilisent une méthodologie identique à la modélisation des bandes chaudes (partie 1.3.4), c'est à dire une approche thermomécanique couplée entre la pression de contact, la température, les dilatations thermiques et l'usure (si prise en compte). Le principe consiste à étudier l'évolution d'une perturbation au cours du temps en fonction de l'évolution de l'état thermomécanique (échauffement, dilatation...). La figure 1.38 résume ce couplage à chaque itération du calcul transitoire.

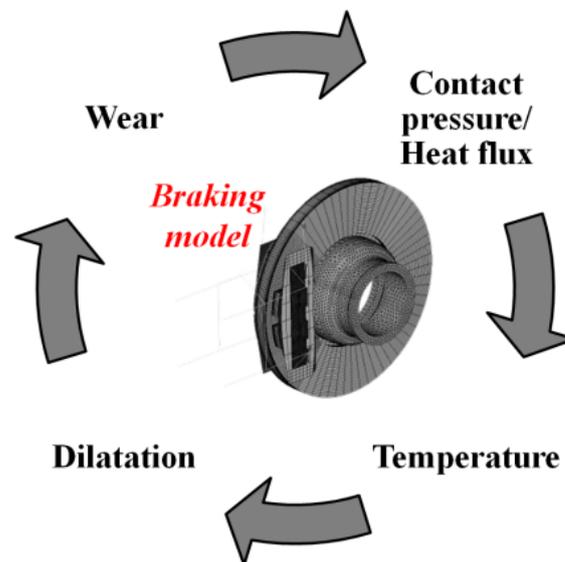


FIGURE 1.38 – Schéma simplifié du couplage pour la simulation transitoire (MANN, 2017)

Dans Tang (TANG, 2017), afin de diminuer le temps de calcul, le modèle de frein avec un disque en rotation est simplifié. La garniture de frein est considérée comme annulaire (figure 1.39). Cette hypothèse est justifiée au travers de grandes vitesses de rotation pour les systèmes de frein.

Le flux de chaleur dissipé est moyenné dans le temps en intégrant le ratio angulaire entre l'angle de la garniture et le périmètre moyen du disque (comme illustré figure 1.40 et équation 1.18).

$$\phi_{modifié} = \phi_{reel} * \frac{\theta_{pad}}{360} \quad (1.18)$$

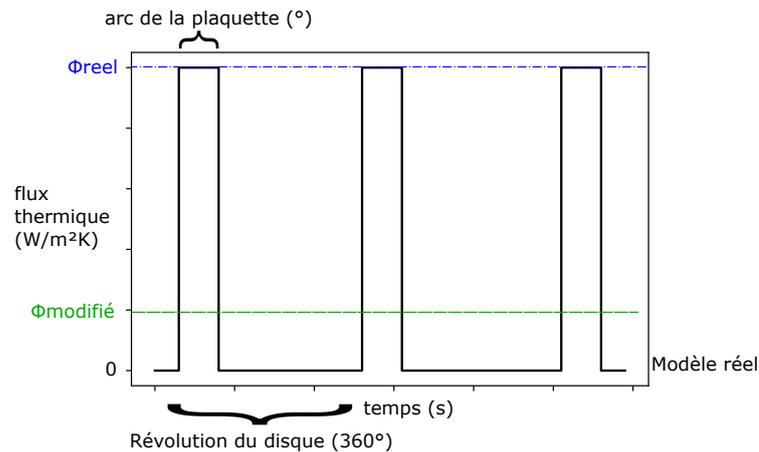


FIGURE 1.40 – Représentation de la génération de chaleur en fonction du modèle réel qui considère la longueur d'angle des garnitures et le modèle 2D axisymétrique (TANG, 2017)

La méthode transitoire permet de simuler l'élévation de température au cours du temps (partie homogène et perturbation de  $T$ ), et de suivre l'évolution des déplacements au niveau de la surface du disque pour quantifier les problèmes résultants des localisations (partie 1.2.4). Elle permet aussi de discuter certaines des hypothèses de calcul nécessaires dans la formulation aux valeurs propres. Un contact plus réaliste est possible, avec une séparation de contact, ou des variations de paramètres en température (grandeurs matériaux, etc...).

#### 1.4.4 Propagation transitoire d'une perturbation dans la déformée (approche PWD)

Un processus évolutif en 3 étapes de développement de points chauds a été décrit par Panier et Dufrénoy (PANIER, 2004). La méthode nommée Progressive Waviness Distorsion (PWD) est décrite figure 1.41. Elle implique à l'étape 1 une déformation locale ou globale de la géométrie du disque, provoquée par exemple par l'influence de la géométrie antisymétrique du moyeu ou par la thermique angulaire de la garniture de frein sur le disque. Ces conditions géométriques de chargement induisent un moment  $M_r \neq 0$  qui provoque une déformation hors plan également mentionnée par (KAO & RICHMOND, 2000). Il s'agit d'une déformation fixe par rapport à la garniture. Les auteurs montrent que, sous condition de chargement thermique suffisant, cette déformée se fixe sur le disque par la plasticité lorsqu'elle est atteinte et qu'elle évolue alors en 2 localisations thermiques de part et d'autre du disque. Puis le nombre de points chauds évolue de nouveau à l'étape 3 vers un nombre de localisations stationnaires plus élevés par flexion secondaire, figure 1.41.

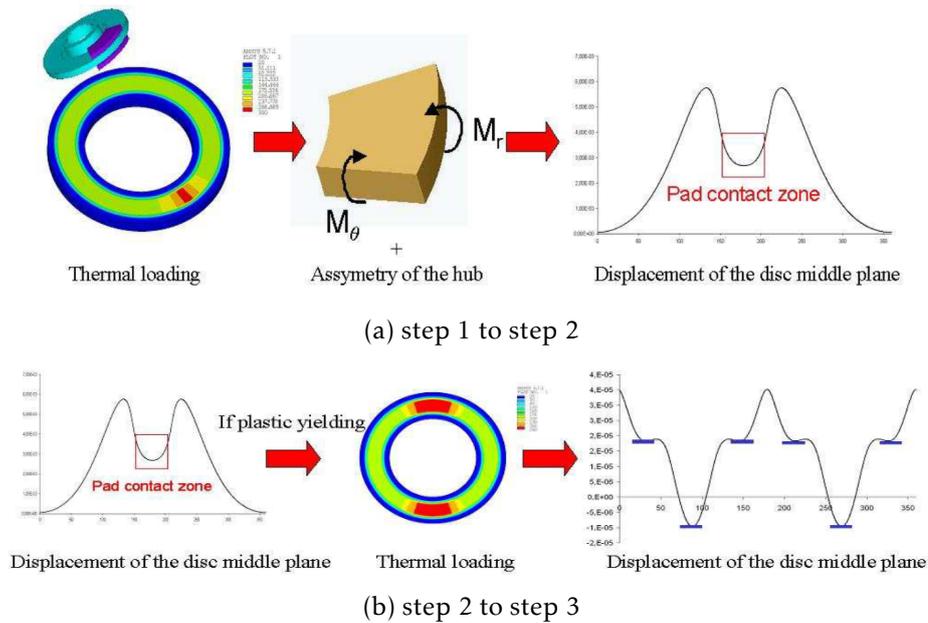


FIGURE 1.41 – Scénario de la PWD (PANIER, 2004)

Pour décrire ce mécanisme, une méthode transitoire de formation des points chauds doit être appliquée avec initialement une perturbation dans la déformée du disque. Ces simulations montrent le processus évolutif de formation des points chauds à partir d'un "défaut" initial. Le principe de résolution transitoire s'apparente à la méthode présentée précédemment avec un processus évolutif et souligne l'importance de considérer les déformées initiales. Elle montre aussi l'intérêt de considérer des perturbations réalistes.

## 1.5 Synthèse et stratégie d'étude

Les localisations thermiques altèrent les performances de freinage et sont la source d'effets néfastes comme des vibrations indésirables (hot judder), une usure accrue des matériaux, ou des fissurations. Les retours clientèles de véhicules persistant à cause de problèmes de vibrations basses fréquences montrent que les phénomènes de points chauds subsistent. Les travaux de cette thèse visent à comprendre les mécanismes de formation de points chauds sur des disques pleins et plus largement sur des géométries uniformes, de type annulaire. Pour ces géométries, les mécanismes liés à des problèmes de non uniformité de diffusion ou de flambage de la structure sont écartés. Plutôt associés à des instabilités (TEI) ou à des processus évolutifs de déformation (PWD), l'enjeu de ce travail est d'éclairer ces mécanismes ainsi que l'approche nécessaire pour les modéliser. L'approche en stabilité (TEI) présente des limitations par rapport aux phénomènes influents mis à jour dans la bibliographie :

- L'état initial, comme la présence de bandes chaudes, n'intervient pas a priori dans la modélisation en stabilité. Il en est de même des imperfections géométriques des surfaces.
- Le principe de l'approche TEIs repose sur la propagation de modes sinusoïdaux sans notion de processus évolutif, par exemple d'une imperfection initiale ou d'évolution par

la plasticité, à l'image de l'approche PWD.

- Les ouvertures de contact, qui modifient fortement la répartition de pression à l'interface ne sont pas considérées.
- L'approche en stabilité permet d'obtenir les conditions critiques (vitesse) mais pas les amplitudes de déformations hors plan notamment.

Même si une partie de ces limitations pourrait être levée par des résolutions numériques adaptées, celles-ci ne sont pas disponibles et nécessitent un effort important de programmation. Pour ces raisons, une résolution transitoire est privilégiée dans ce travail, permettant une prise en compte plus exhaustive des phénomènes, même si cette méthode est plus chronophage. Elle permet en outre d'accéder à une quantification des amplitudes de déformations, précieuse pour l'analyse des conséquences (vibratoire par exemple). Du point de vue méthodologique, cette résolution transitoire sera confrontée à l'approche TEI, sur des cas simplifiés tout du moins. En outre, s'agissant d'éclairer les mécanismes de formation des points chauds, ceux-ci seront décrits par une analyse préalable approfondie des instabilités. Ces deux aspects (décomposition des TEI et positionnement transitoire par rapport aux TEI) sont développés dans le chapitre 2. L'approche transitoire sera ensuite appliquée au freinage dans le chapitre 3, en exploitant les possibilités de la modélisation transitoire, en considérant l'influence de différents paramètres géométriques, matériaux... Enfin le chapitre 4 vise à explorer les possibilités du modèle transitoire avec l'introduction d'imperfections (ou perturbations) non-sinusoidales, avec des grandeurs réalistes et à étudier leur propagation à l'image de l'approche PWD.



# Étude analytique et modélisation transitoire des instabilités thermomécaniques

## Sommaire du présent chapitre

---

<b>2.1 Introduction</b>	<b>40</b>
<b>2.2 Étude analytique des TEI</b>	<b>40</b>
2.2.1 Modèle 1 corps glissant contre un milieu semi infini et non conducteur .....	40
2.2.2 Disque d'épaisseur finie avec ajout d'une seconde garniture rigide non-conductrice .....	42
2.2.3 Disque d'épaisseur finie avec garniture élastiques non-conductrices	47
2.2.4 Disque d'épaisseur finie avec garniture conductrices .....	49
2.2.5 Synthèse sur l'approche analytique .....	50
<b>2.3 Simulation transitoire en éléments finis</b>	<b>52</b>
2.3.1 Mise en place du modèle .....	53
2.3.2 Ajout de la perturbation périodique dans le flux .....	56
2.3.3 Comparaison du modèle en stabilité et du modèle transitoire .....	57
2.3.4 Gestion du contact et initialisation des paramètres .....	60
2.3.5 Extension à une géométrie de disque déplié .....	61
2.3.6 Eclairage complémentaire sur les mécanismes prépondérants. ....	65
<b>2.4 Conclusion</b>	<b>66</b>

---

## 2.1 Introduction

L'état de l'art sur les localisations thermiques a montré l'existence de mécanismes d'instabilités thermomécaniques. Pour des disques automobiles ou ferroviaires pleins (non ventilés), l'approche la plus connue est celle d'instabilités thermoélastiques (TEI). Ce chapitre a pour but dans un premier temps d'identifier les facteurs prépondérants des TEI et d'apporter des précisions sur les mécanismes associés. Pour ce faire, le mécanisme d'instabilité est étudié via les formulations analytiques existantes dans la littérature. Cette étude a pour but d'améliorer notre compréhension des phénomènes mis en jeu dans les TEI, d'évaluer une partie des facteurs importants dans le développement des points chauds et de préparer la comparaison analytique / numérique pour la validation de la modélisation transitoire qui est développée dans la seconde partie de ce chapitre.

## 2.2 Étude analytique des TEI

Le phénomène d'instabilités thermomécanique est dans un premier temps étudié grâce à une étude analytique en balayant les modèles en complexité croissante. Les hypothèses appliquées dans chaque partie sont réécrites dans les tableaux en début de paragraphe. Les propriétés matériaux de référence utilisées dans la suite sont typiques de matériaux automobiles, avec disque en fonte et garniture en matériaux composites à matrice organique.

TABLEAU 2.1 – Propriétés matériaux des 2 premiers corps (LEE & BARBER, 1993)

Composant	Matériau	E (Nm <sup>-2</sup> ) ×10 <sup>9</sup>	$\nu$	K (W m <sup>-1</sup> °C <sup>-1</sup> )	k (m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ) ×10 <sup>-6</sup>	$\alpha$ (°C <sup>-1</sup> ) ×10 <sup>-6</sup>
Disque "2"	Fonte	125	0.25	54	12.98	12
Plaquettes "1"	Organique	0.53	0.25	0.5	0.269	30

Dans les modèles développés en début de chapitre, 2 hypothèses sont posées : les calculs 2D sont fait sous hypothèses de déformations planes et aucune séparation de contact n'est permise au niveau des interfaces. Ces 2 hypothèses seront ensuite discutées. Dans ce chapitre, le coefficient de frottement utilisé est de 0.4.

### 2.2.1 Modèle 1 corps glissant contre un milieu semi infini et non conducteur

Modèle	Géométrie	Corps 1 ("garniture")	Corps 2 ("disque")
2 corps	semi-infinie	rigide, non-conductrice	élastique conducteur
2 corps	semi-infinie	élastique, non-conductrice	élastique conducteur

Le premier modèle, le plus simple, est celui introduit par Burton, qui considère le glissement entre 2 milieux semi-infinis.

**Modèle et hypothèses** La théorie des instabilités thermoélastiques utilise la méthode des perturbations, qui consiste à introduire une perturbation sinusoïdale dans le champ de pression ou de température et de déterminer si la perturbation va croître ou s'atténuer. Le champ de température est supposé de la forme :

$$T(x, y, t) = T_p e^{bt} \cos(mx) \quad (2.1)$$

Avec  $T_p$  la température initiale,  $t$  le temps,  $(x, y)$  les variables spatiales,  $b$  le taux d'accroissement de la perturbation et  $m$  le nombre d'onde. On pose  $m$  tel que :

$$m = \frac{2\pi n}{L} \quad (2.2)$$

avec  $L$  la longueur caractéristique du système,  $n$  le nombre de localisations. Cette perturbation évolue avec la sollicitation thermomécanique imposée par le flux de chaleur  $\phi$  entrant dans le système.

$$\phi = P * V * f \quad (2.3)$$

avec  $P$  les efforts de contact,  $V$  la vitesse de glissement, et  $f$  le coefficient de frottement. La pression et la température sont liées au niveau du contact (cf matrice  $\mathbf{A}$  de couplage thermoélastique section 1.4.3 dans le cas numérique). Le taux d'accroissement définit l'évolution de la perturbation dans le système. Lorsque le paramètre  $b$ , est positif le système est instable. Lorsque  $b$  est nul, l'amplitude de la perturbation initiale introduite dans le système n'est ni croissante ni décroissante. La limite de stabilité ( $b = 0$ ) est définie pour une vitesse de glissement critique ( $V_{crit}$ ), justifiée par l'introduction du flux et le couplage thermoélastique.

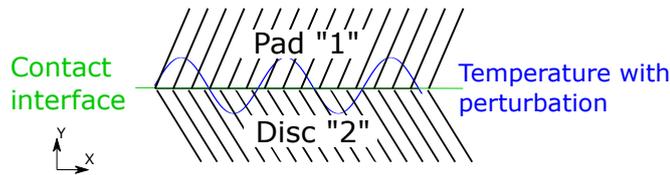


FIGURE 2.1 – Schématisation de l'introduction d'une perturbation sinusoïdale dans la température dans un système avec 2 premiers corps.

Burton propose la solution 2D du problème thermoélastique de 2 milieux semi-infinis en contact frottant, présentée ici sous hypothèse de déformations planes. Initialement, la garniture de frein (notée 1) est considérée comme non-conductrice ( $K_1 = 0$  et  $k_1 = 0$ ). (BURTON et al., 1973). La vitesse de glissement critique est écrite :

$$V_{crit} = \frac{2K_2 m (E_2 + E_1) (1 - \nu_2)}{f E_1 E_2 \alpha_2} \quad (2.4)$$

avec  $K$  la conductivité thermique,  $m$  le nombre d'onde,  $E$  le module d'Young,  $\alpha$  la dilatation thermique et  $f$  le coefficient de frottement.

Ce modèle est déclinable à l'hypothèse d'un disque semi-infini en contact avec une garniture

semi-infinie rigide ( $E_1 \rightarrow \infty$ ) et non-conductrice (AL-SHABIBI & BARBER, 2002).

$$V_{crit} = \frac{2K_2 m(1 - \nu_2)}{f E_2 \alpha_2} \quad (2.5)$$

La vitesse critique dépend de la diffusion de la chaleur dans les matériaux et de la capacité de déformation hors plan du disque (dilatation thermique et rigidité). Assez logiquement, plus la capacité de diffusion augmente, plus la vitesse nécessaire aux instabilités doivent être élevée. Inversement, plus le matériau favorise la déformation hors plan (dilatation élevée ou rigidité élevée, notamment transverse). A cela s'ajoute la rigidité du corps "garniture" ("1") qui influence les localisations. Plus elle est élevée plus le champ de pression est localisée, avec une vitesse critique qui décroît.

**Adimensionnement des résultats** Sur la figure 2.2 est tracée l'évolution de la vitesse critique en fonction du paramètre A, produit du nombre d'onde et la demi-épaisseur du disque (corps 2), ici choisie à 5 mm. Deux tracés sont présentés : le premier (2.2a) permet d'illustrer l'influence de l'épaisseur du disque en divisant la vitesse critique par  $(mk_2)$  et le second (2.2b) par division de  $(k_2/a_2)$  d'illustrer l'influence du nombre d'ondes ( $m$ ), qui peut aussi de rendre compte du nombre de localisations et de la longueur.

**Discussion** La figure 2.2 trace la vitesse critique en fonction du nombre d'onde pour les 2 adimensionnements dans le cas d'une garniture rigide non-conductrice (équation 2.5). La vitesse critique représente la limite en stabilité du système, donc la délimitation entre la zone stable (en-dessous de la courbe) et la zone instable (au dessus de la courbe). La figure 2.2a montre une évolution constante de la vitesse critique adimensionnée en  $V/(m * k_2)$  en fonction du nombre d'ondes adimensionné. En effet, la vitesse critique (équation 2.2) ne dépendant que du nombre d'ondes et pas de l'épaisseur, la formule devient une constante. Elle ne permet pas de discuter ici des résultats, mais sera utilisée ultérieurement (sous d'autres hypothèses). La figure 2.2b montre une évolution linéaire de la vitesse critique en fonction du nombre d'ondes. Plus le nombre de localisations augmente, plus la vitesse critique augmente. Lorsque  $m$  tend vers l'infini, le système est dans un cas avec un grand nombre de localisations et où le contact peut être qualifié de quasi-uniforme, avec ainsi une vitesse critique infinie. Si la garniture est considérée élastique, l'équation 2.4 montre que la vitesse critique augmente avec l'ajout de  $E_1$ . Donc la droite sous l'hypothèse de garniture élastique non-conductrice sera au-dessus de la droite figure 2.2. Le système sera stable sur une plus grande plage de vitesse de glissement.

### 2.2.2 Disque d'épaisseur finie avec ajout d'une seconde garniture rigide non-conductrice

Modèle	1 ("plaquette")	2 ("disque")
<b>3 premier corps</b>	2 milieux semi-infinis rigides, non-conductrices	épaisseur finie élastique conducteur

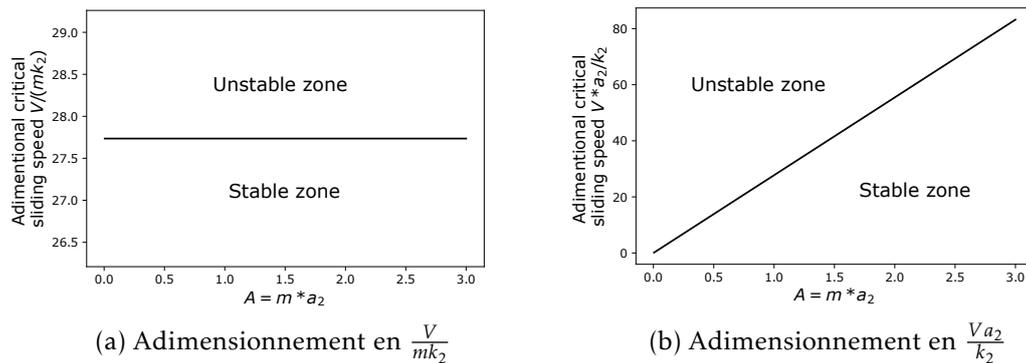


FIGURE 2.2 – Évolution de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde (Hyp : garniture rigide non-conductrice, avec  $a_2 = 5mm$ )

Decuzzi reprend la méthode des perturbations, avec une perturbation dans le champ de pression de contact, en ajoutant une seconde garniture ("1") et en considérant le disque ("2") de demi-épaisseur  $a_2$  finie (AFFERRANTE et al., 2003b; J. L. BARBER & HECTOR, 1999) (figure 2.3). La perturbation étant introduite au niveau des 2 interfaces de contacts, 2 cas seront à distinguer : le cas où les perturbations de chaque côté du disque sont en phase (cas symétrique) et le cas où les 2 perturbations sont déphasées de  $\pi$  (cas antisymétrique)(figure 1.36).

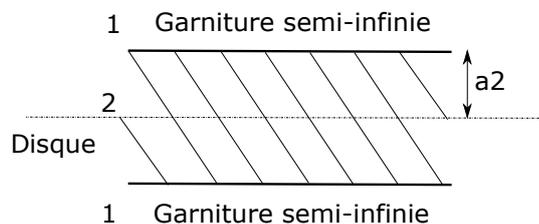


FIGURE 2.3 – Géométrie 2D du système garniture - disque - garniture (AFFERRANTE et al., 2003b).

La figure 2.4 trace sous ces hypothèses la vitesse critique en fonction du nombre d'onde dans les 2 cas de perturbation et la compare au résultat de Burton. Deux zones sont identifiables sur les courbes :  $A$  faible et  $A$  élevé. Pour des cas  $A$  faibles, et pour le cas antisymétrique, la vitesse critique décroît en fonction du nombre d'onde alors qu'elle est croissante pour le cas symétrique. Pour des  $A$  élevés, correspondant à un nombre de localisations très grand, avec contact alors quasi-uniforme, ou à une épaisseur du disque très grande tendant vers le cas semi infini, le problème est assimilable à l'étude de Burton au niveau des 2 interfaces de contacts. Par conséquent, lorsque  $A$  tend vers l'infini, la stabilité, donc la vitesse de glissement critique, peut être étudiée avec les approximations de Burton.

Afferrante explique la chute de vitesse critique pour des  $A$  faibles dans le cas du mode symétrique, et l'accroissement de la vitesse critique dans le cas antisymétrique par une concordance de phase (cas symétrique) ou une opposition de phase (cas antisymétrique) de la pression de contact et des dilatations thermiques de chaque côté du disque. (AFFERRANTE et al., 2003b). Le système semble soumis à une compétition thermomécanique entre la conduction de la tempé-

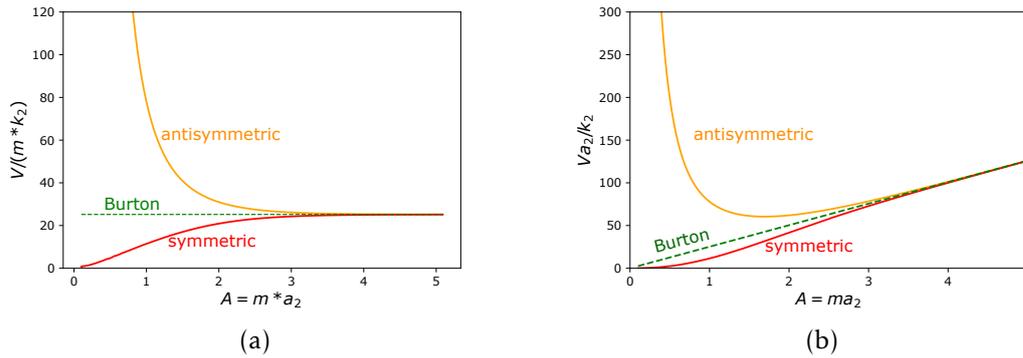


FIGURE 2.4 – Comparaison entre la vitesse critique adimensionnée pour les modes symétriques et antisymétriques et la vitesse critique de Burton sous hypothèses de Barber et Hector (garniture "1" rigide et non-conductrice) (AFFERRANTE et al., 2003b).

rature, les dilatations thermiques et la répartition de la pression de contact mais la solution analytique seule n'est pas suffisante pour expliquer le mécanisme. Des modèles supplémentaires sont nécessaires. Le comportement thermomécanique du disque selon les configurations évoquées ci-dessus est investigué ci-après par un calcul de la réponse thermomécanique du disque (d'épaisseur finie) soumis à un chargement thermique et aux contacts avec des garnitures rigides et non conductrices.

### Illustration des mécanismes

On propose ici d'expliciter les mécanismes mis en jeu dans les cas symétrique et antisymétrique par un calcul "statique" sous dilatation dans les deux configurations. Un calcul statique à flux imposé (exemple figure 2.6) est effectué en déformation plane (hypothèses 2D du tracé de la figure 2.4). La simulation en éléments finis a pour but d'analyser la réponse mécanique du système en fonction de la perturbation (nombre de localisations) et de la géométrie (épaisseur du disque). La distribution des efforts normaux (suivant  $y$ ) aux niveaux des interfaces de contact est analysée. La géométrie ne représente que un corps, le disque, dont les dimensions correspondent à un disque d'un rayon moyen de  $100 \text{ mm}$  déplié et d'une épaisseur  $a_2 = 10 \text{ mm}$ . La présence de garnitures rigides non-conductrices est simulée par l'application de conditions aux limites en déplacements nuls imposés suivant  $y$  sur les nœuds d'interface. En outre, les nœuds d'extrémités du modèle sont couplés suivant  $x$  et  $y$  2 à 2. Autrement dit, les conditions aux limites pour décrire les conditions de périodicité s'écrivent, en tenant compte de notation figure 2.5a.

$$u_y = 0 \text{ aux interfaces} \quad (2.6)$$

$$\begin{cases} u_{x_{i-k}} = u_{x_{j-k}} \\ u_{y_{i,k}} = u_{y_{j,k}} \end{cases} \text{ Conditions aux limites} \quad (2.7)$$

Avec  $u_x$  et  $u_y$  les composantes du vecteur déplacement. La condition aux limites de fixation des nœuds aux interfaces suivant  $y$  bloque les dilatations thermiques hors plan. Le maillage

est régulier sur la largeur ( $1\text{ mm}$ ) et évolutif en profondeur proche du contact afin d'assurer la diffusion de la température lors du calcul thermique transitoire (de  $0.2\text{ mm}$  à l'interface à  $1\text{ mm}$  au centre du disque).

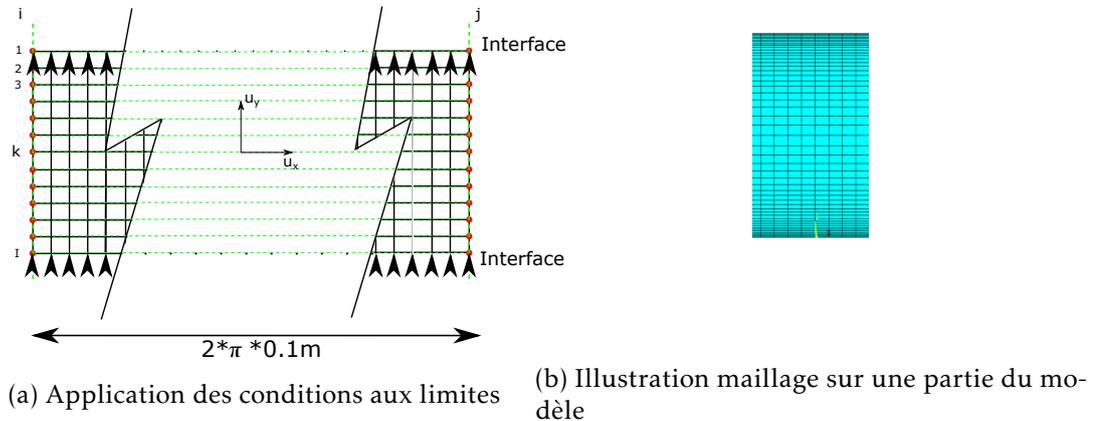


FIGURE 2.5 – Application des conditions aux limites et du maillage en profondeur

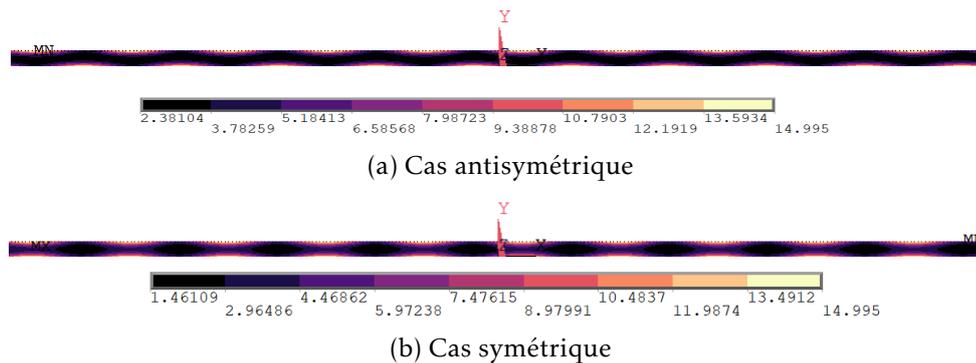


FIGURE 2.6 – Exemple de champ thermique en surface du disque ( $^{\circ}\text{C}$ ) dans le cas où  $n = 10$

**Résultats et discussion** La figure 2.7 trace la distribution des efforts normaux ( $f_y$ ) à l'interface pour les cas de perturbations antisymétrique (a) et symétrique (b) pour 2 demi-épaisseurs de disque ( $a_2 = 5\text{ mm}$  et  $a_2 = 25\text{ mm}$ ) pour  $n = 10$ . Dans les 2 cas le résultat montre une influence de la demi-épaisseur sur la distribution des efforts. L'intérêt de la comparaison se situe dans l'amplitude de ces efforts. Dans le cas symétrique (figure 2.7a), plus le disque est fin, plus la réponse du système dans l'effort  $f_y$  est grande. Dans le cas antisymétrique (figure 2.7b) l'effet inverse est observé. La figure 2.7c trace l'inverse de l'amplitude des efforts en fonction de la demi-épaisseur ( $a_2 \in [0.1; 50]\text{ mm}$ ) afin d'interpréter les résultats en fonction de la souplesse du disque. L'amplitude de l'effort est supérieure lorsque l'épaisseur du disque augmente. Autrement dit, plus le disque est fin, plus la réponse mécanique est uniforme. Il existe un régime asymptotique pour des épaisseurs grandes. En effet, ces configurations tendent vers des milieux semi-infinis et une équivalence de la simplification de Burton est retrouvée. La réponse mécanique diffère fortement pour des épaisseurs faibles. Dans le cas

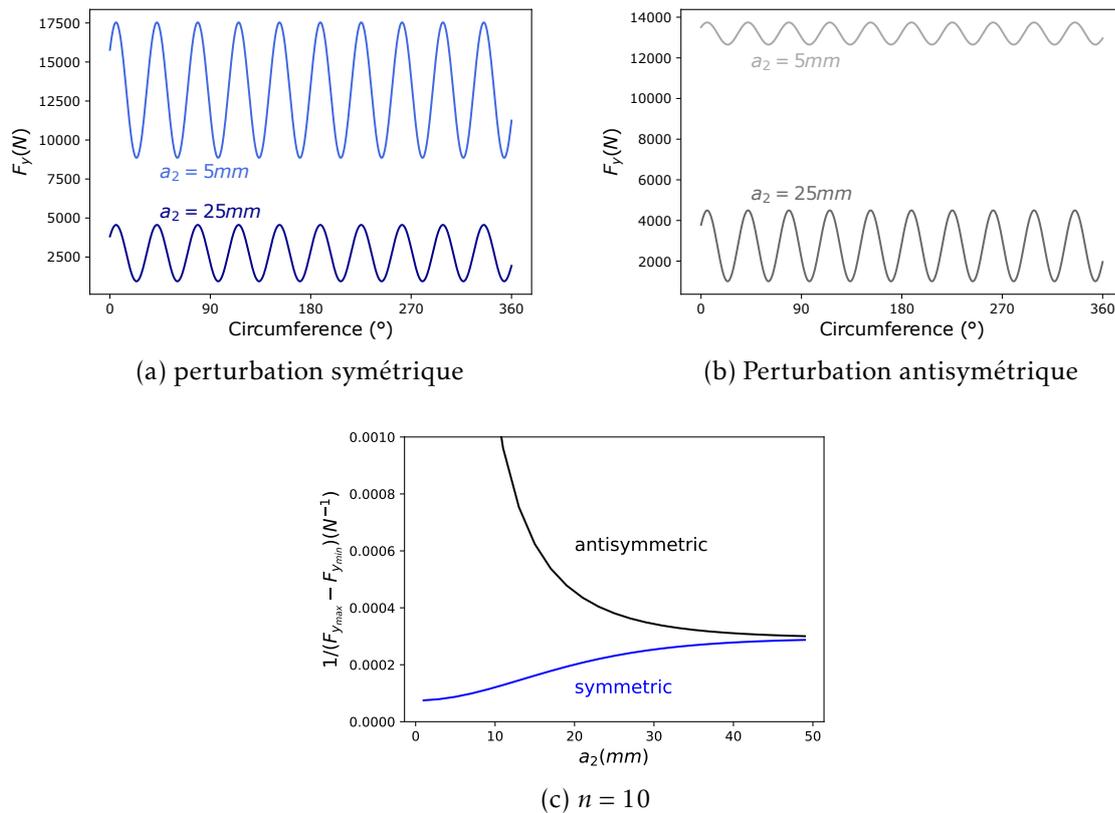


FIGURE 2.7 – Réactions aux surfaces d'appui  $f_y$  pour 2 épaisseurs de disque (a, b) et amplitude de la perturbation en fonction de  $a_2$  et du type de perturbation pour  $n = 10$

symétrique, augmenter l'épaisseur augmente la souplesse, c'est à dire la capacité de déformation ou d'écrasement qui tend à uniformiser l'effort. Dans le cas antisymétrique, l'inverse est noté (augmente l'épaisseur diminue la souplesse.), lié à la possibilité de flexion du disque. La figure 2.8 illustre ce mécanisme pour 2 épaisseurs de disque différentes.

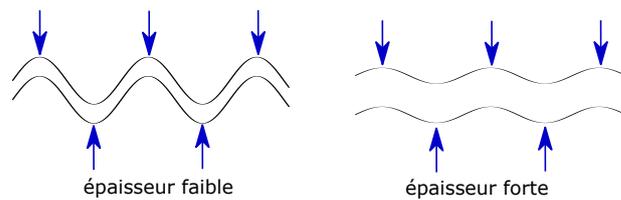


FIGURE 2.8 – Illustration de la capacité de flexion du disque en fonction de l'épaisseur pour une perturbation antisymétrique.

Dans le cas où le nombre de localisations est modifié pour une géométrie fixée ( $a_2 = 6 \text{ mm}$ ) (figure 2.9), une évolution similaire est observée. Dans les deux cas, pour des  $n$  grands, l'asymptote est retrouvée. Dans le cas antisymétrique, lorsque la température imposée ne comporte que peu de perturbation, le disque se déforme en fonction de la perturbation. Plus le nombre de perturbations augmente, plus la distribution des efforts au niveau de l'interface est uniforme. L'amplitude de la perturbation tend donc vers une valeur fixe. Dans le cas symétrique,

le comportement est similaire, mais la réponse mécanique est plus faiblement influencée.

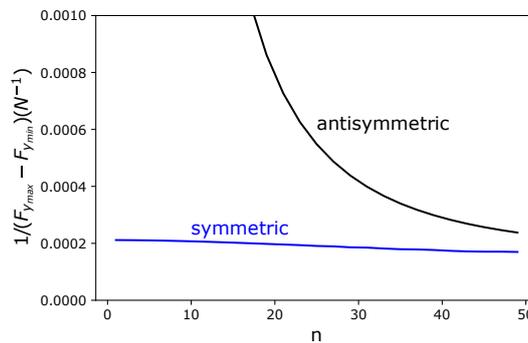


FIGURE 2.9 – Effort normal en fonction du nombre de perturbations avec  $a_2 = 6\text{mm}$

L'influence de  $n$  et  $a_2$  étant similaire, l'adimensionnement  $A = ma_2$  utilisé dans les TEI est pertinent pour réfléchir soit en termes de nombre de localisations, soit en termes de géométrie (épaisseur et longueur du système).

Les allures des courbes de la souplesse du disque ainsi que celles de la solution de la vitesse critique pour les TEI sont similaires. Ceci explique pourquoi, dans le cas antisymétrique, plus la variation des efforts normaux  $f_y$  due à la flexion du disque à l'interface est faible, plus la vitesse critique augmente.

Dans le cas d'une géométrie avec 3 premiers corps avec une garniture rigide non conductrice, la vitesse critique diffère de celle de Burton pour des  $A$  faible. Elle est légèrement plus faible dans le cas symétrique et nettement plus élevée dans le cas antisymétrique. Le calcul statique proposé à flux imposé permet d'illustrer que des épaisseurs de disque ou des nombres de localisations faibles tendent à uniformiser la réponse mécanique dans le cas antisymétrique à amplifier la perturbation dans le cas symétrique. Par conséquent, la vitesse critique nécessaire à rendre le système instable augmente pour le cas antisymétrique et diminue pour le cas symétrique. Le mécanisme associé est donc la flexibilité du disque sous sollicitation normale (de contact).

### 2.2.3 Disque d'épaisseur finie avec garniture élastiques non-conductrices

Modèle	1 ("Garniture")	2 ("disque")
3 premiers corps	2 milieux semi-infinis <b>élastiques, non-conductrice</b>	épaisseur finie élastique, conducteur

Cette section étudie la sensibilité de la vitesse critique dans les cas symétrique et antisymétrique en considérant un disque d'épaisseur finie en contact avec 2 garnitures élastiques et non conductrices. La figure 2.10 compare la vitesse critique en fonction du nombre d'ondes sous les hypothèses de 2 garnitures rigides et élastiques dans les cas symétrique et antisymétrique

(J. L. BARBER & HECTOR, 1999). Dans les 2 cas, la droite de Burton est également tracée (courbe en pointillé). La solution tend logiquement vers la solution de Burton (pour des  $A$  élevés, augmenter l'épaisseur tend vers le cas des milieux semi-infinis). L'introduction d'une élasticité dans les garnitures de frein augmente la vitesse critique dans les 2 cas (symétrique et antisymétrique). La formule de Burton (2.4) illustre l'augmentation de la vitesse critique lorsque  $E_1$  diminue. La faible rigidité des garnitures permet une meilleure accommodation du contact.

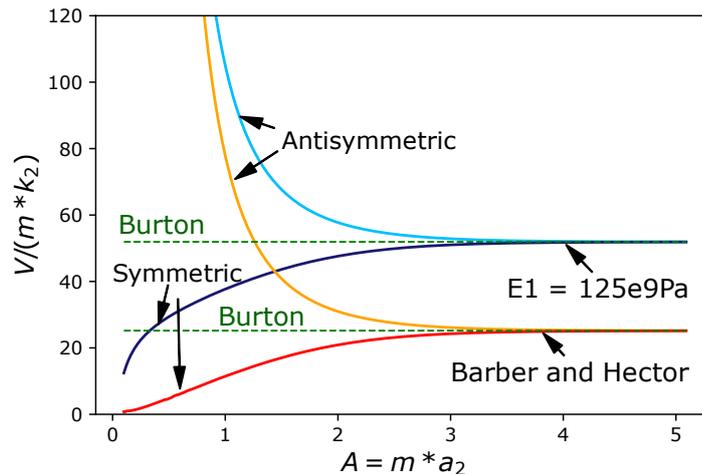


FIGURE 2.10 – Variation de la vitesse critique adimensionnée en fonction du nombre d'onde adimensionné, sous hypothèse de garnitures rigides et élastiques (avec  $E_1 = E_2$ ) (AFFERRANTE et al., 2003b).

Le graphe 2.11 donne la solution de la vitesse critique pour plusieurs modules élastiques de garnitures  $E_1$ . Le cas antisymétrique (en pointillé) montre que lorsque  $E_1$  diminue, l'asymptote linéaire est atteinte. Le comportement du système en fonction de  $a_2$  est similaire (à un facteur sur la vitesse critique près) à celui du système avec 2 garnitures rigides non-conductrices. Pour des  $a_2$  faibles, le disque se déforme sous l'effet de la répartition antisymétrique de la pression de contact, donc la vitesse critique augmente. Dans le cas de l'adimensionnement en  $V a_2 / k_2$  (figure 2.11b), qui permet de distinguer l'influence du  $m$  (nombre de localisations sur la longueur du système), un minimum de vitesse critique est observé dans les tracés, ce qui indique qu'il existe un nombre de localisations critiques plus susceptible d'apparaître, qui se situe dans ce cas-ci pour  $A \in [0.2, 2]$ .

Dans le cas symétrique, la figure 2.11b montre une augmentation de la vitesse critique. Néanmoins les courbes 2.11a révèlent, que pour des  $E_1$  faibles, le comportement du système avec une épaisseur de disque faible ( $A$  faible) s'inverse. La vitesse critique augmente pour des  $A$  faible alors qu'elle diminue pour des modules  $E_1$  élevées. Avec un faible nombre de localisations et une rigidité de garniture faible, le contact s'uniformise, donc une vitesse de glissement plus grande est nécessaire pour rendre le système instable.

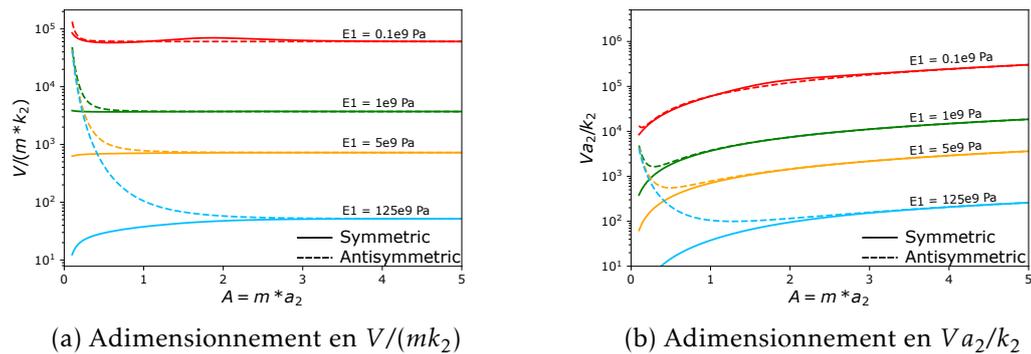


FIGURE 2.11 – Variation de la vitesse critique lorsque le module d'Young des garnitures est modifié sous hypothèse de garnitures non-conductrices. (—) Cas Symétrique. (---) Cas antisymétrique

Plus la rigidité des garnitures de frein diminue, plus la vitesse critique augmente, liée à une meilleure accommodation du contact. L'introduction de la déformabilité du corps "1" (garniture) fait apparaître un minimum de la vitesse critique pour un nombre de localisations donné dans le cas antisymétrique.

#### 2.2.4 Disque d'épaisseur finie avec garniture conductrices

Modèle	1 ("garniture")	2 ("disque")
3 premiers corps	2 milieux semi-infinis élastiques, <b>conducteurs</b>	épaisseur finie élastique, conducteur

Dans cette section, les garnitures sont considérées comme conductrices, bien que faiblement par rapport au disque pour respecter les configurations rencontrées en freinage. Les hypothèses ainsi obtenues correspondent à celles utilisées dans le cas général de Lee (LEE & BARBER, 1993). Le cas considère 3 corps : un corps d'épaisseur finie en contact (sans séparation) avec 2 corps supposés élastiques et conducteurs d'une épaisseur infinie. Le comportement est 2D. Ce cas fait référence dans l'étude théorique des TEI avec le cas plus complet d'analyses avec considération de l'épaisseur de la plaquette de Decuzzi (DECUZZI et al., 2001) puis repris par Afferrante (AFFERRANTE et al., 2003a, 2003b). La figure 2.12 trace la vitesse critique en fonction de  $A$ , sous les 2 adimensionnements, pour plusieurs valeurs de conductivité thermique des garnitures avec une valeur de module d'Young  $E_1$  fixe. Le minimum de vitesse critique brièvement discuté dans la section précédente, dont la forme est nommée *V-shape* par Afferrante, est plus prononcé sous hypothèse de garniture (élastiques) conductrices pour des valeurs de module d'Young et de conductivité thermique réalistes des systèmes de frein. Les vitesses critiques des cas symétriques sont, avec des conductivités thermiques réalistes, supérieures aux vitesses critiques des cas antisymétriques. Avec une conductivité thermique dans les garnitures, la température en surface est plus faible, les dilatations également, et la pression de contact sera plus uniforme.

La vitesse critique augmente en conséquence. Lorsque  $k_1$  augmente, l'augmentation de la vitesse critique est plus élevée dans les cas symétriques que dans les cas antisymétriques. Pour des conductivités thermiques supérieures à  $0.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , les modes symétriques ont une vitesse critique supérieure à celles des modes antisymétriques. Ceci n'explique pas que la baisse de température due à la diffusion dans les garnitures a une action directe sur les mécanismes du cas symétrique (diffusion de chaleur et sollicitation thermoélastique) alors que dans le cas antisymétrique, même si les mêmes mécanismes sont influencés, s'ajoute la flexion due à l'antisymétrie sur laquelle la diffusion dans les garnitures a une action limitée. Pour les matériaux utilisés en pratique (freinage), les modes antisymétriques sont les plus défavorables sur la stabilité.

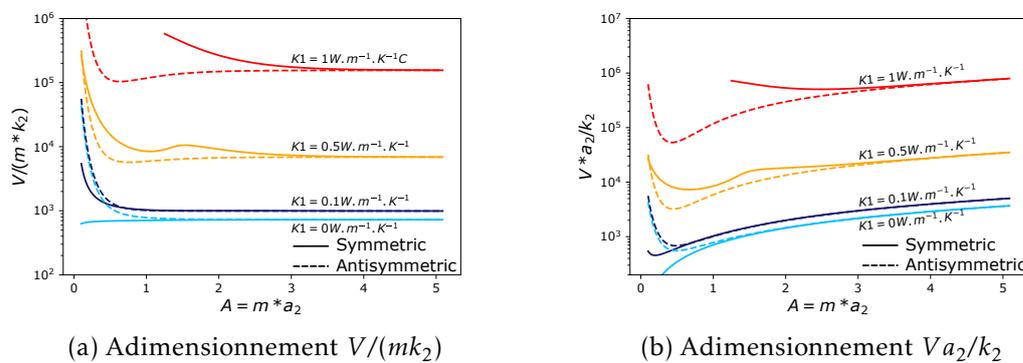


FIGURE 2.12 – Variation de la vitesse critique adimensionnée en fonction du nombre d'onde adimensionné avec  $E_1 = 5e9 \text{ Pa}$ . (—) cas symétrique. (- -) cas antisymétrique

### 2.2.5 Synthèse sur l'approche analytique

La méthode analytique des instabilités thermoélastiques exploite la méthode des perturbations pour étudier le seuil de formation de points chauds. La recherche de la limite en stabilité du système montre l'existence d'un critère en vitesse de glissement, nommé vitesse critique. Au-delà de cette vitesse, le système est instable. La figure 2.13 présente un résultat pour la solution de 3 premiers corps élastiques conducteurs avec distinction des perturbations symétriques et antisymétriques. La solution de Burton pour 2 corps semi-infinis également élastiques conducteurs est superposée.

Les solutions analytiques sont une bonne approximation de la vitesse critique pour les modèles 2D avec 2 ou 3 premiers corps semi-infinis. Burton explique, dans le cas de 2 corps semi-infinis en contact, que la vitesse critique est une fonction linéaire du nombre d'onde. Pour les nombres d'ondes faibles, si 2 garnitures sont considérées, la vitesse critique est fortement modifiée, avec l'apparition d'un minimum de vitesse critique à un nombre de localisations donné. La vitesse critique est majoritairement influencée par la diffusion de la température ainsi que par les déformations thermoélastiques des premiers corps (rigidité et dilatations thermiques). A ces mécanismes, s'ajoute, dans le cas antisymétrique, le mécanisme de flexion lié à la dissymétrie de la sollicitation. La droite décrite par Burton est retrouvée sur tous les modèles à 3 premiers corps pour un nombre d'ondes adimensionné  $A$  élevé.

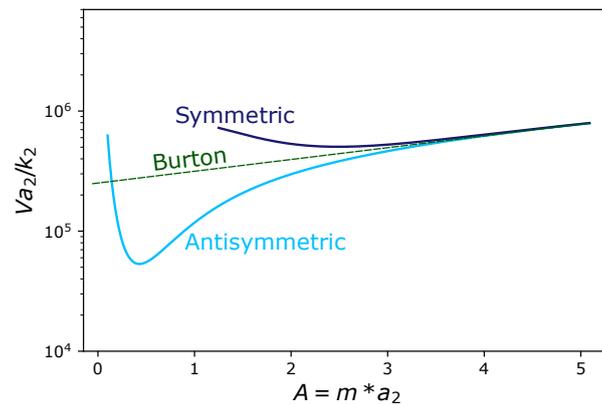


FIGURE 2.13 – Évolution de la vitesse critique en fonction de  $A$ , avec  $E_1 = 5e9 Pa$  et  $K_1 = 1 W.m^{-1}.K^{-1}$

Le tableau 2.2 résume les conclusions en fonction des modèles et hypothèses posés dans cette partie et les mécanismes associés.

TABLEAU 2.2 – Résumé de l'influence des modèles sur la vitesse critique

Modèle	Hypothèses	Influence	Mécanismes
2 corps	Garniture rigide non-conductrice		<b>Diffusion + déformation thermoélastique du disque</b>
2 corps	Garniture élastique non conductrice	Augmente $V_{crit}$	Pression de contact moins répartie
3 corps	Garniture élastique non-conductrice	Différence symétrique /antisymétrique Modes symétriques plus critique	<b>Ajout de "flexion" dans le cas antisymétrique (A faible)</b>
3 corps	Garniture élastique conductrice	Mode antisymétrique dominant	Diffusion de la température dans les garnitures

Les méthodes analytiques comportent de nombreuses hypothèses parmi lesquelles :

- L'utilisation de géométrie 2D uniquement. La considération d'une largeur de contact, de la présence d'un moyeu central ou d'un étrier de frein, qui potentiellement influence la stabilité, sont impossibles.
- Les modifications des propriétés matériaux avec les sollicitations thermomécaniques ne sont pas pris en compte (dépendance du comportement matériau à la température ou non linéarité comme la plasticité).
- Il est aussi à noter que la résolution du système d'équations menant à la vitesse critique ne converge pas pour toutes les valeurs de propriétés matériaux. ZHAO et al. constatent des

problèmes de convergence pour des conductivités thermiques de la plaquette supérieures à  $0.3 \text{ W.m}^{-1}\text{C}^{-1}$ . (ZHAO et al., 2015). Des problèmes de convergence ont aussi été remarqués ici dans les résultats analytiques pour des modules d'élasticité  $E_1$  faibles ( $E_1 < 0.5e9Pa$ ).

- La description du contact est limitée avec un contact permanent sans prise en compte de décollement et une continuité de température à l'interface, d'un point de vue thermique. Le contact est majoritairement appliqué comme un couplage fort entre les corps. La littérature présente quelques articles où une résistance de contact (AFFERRANTE & CIAVARELLA, 2004a) ou une usure (PAPANGELO & CIAVARELLA, 2019) est pris en compte, mais aucun ne considère la possibilité de décollement ou une gestion de contact plus complexe.

Des approches numériques, comme la résolution aux valeurs propres (cf paragraphe 1.4.3), permettent de lever quelques hypothèses précédemment citées (3D, géométries plus complexes, gestion plus approfondie du contact...).

### 2.3 Simulation transitoire en éléments finis

Le but de la simulation en éléments finis est de compléter les modèles discutés dans la première partie par une approche qui intègre le processus évolutif de déformation au niveau des localisations, des modèles de contact plus robustes et des géométries de frein plus réalistes. Elle doit permettre, entre autres, de quantifier les déformations observées notamment celles hors plan, qui ne sont pas accessibles avec l'approche en perturbation précédemment présentée. L'étude est basée sur le développement d'un modèle thermomécanique transitoire en éléments finis. Après une discussion sur la mise en place du modèle, la simulation est validée par une comparaison par rapport aux différents modèles analytiques. Puis les hypothèses 2D de contraintes planes et déformations planes sont discutées. En prévision de géométries 3D (chapitre 3), le modèle de contact est discuté. Puis le modèle transitoire est utilisé pour l'évolution de la vitesse critique en fonction du nombre de perturbations.

Le modèle transitoire en éléments finis est basé sur une résolution thermomécanique transitoire avec contact, avec la mise à jour de la distribution de flux de chaleur aux interfaces en fonction de la distribution de pression, elle-même dépendante du champ de température (figure 2.14). Le principe du calcul consiste à introduire une perturbation sinusoïdale initiale dans le flux de chaleur représentant la puissance thermique produite par contact frottant et à suivre son évolution au cours du calcul. Le calcul mécanique est effectué sous hypothèses quasi-statique avec une géométrie 2D dépliée sur le rayon moyen avec 3 corps (figure 1.40). La mise en place du modèle comprend les matériaux, la géométrie, le maillage, les conditions aux limites et les paramètres du freinage (pression, vitesse et coefficient de frottement).

De ce calcul, les champs mécaniques de déplacement, contrainte, effort de contact et thermique sont récupérés pour analyser la "stabilité" du modèle. Cette section discute la mise en place de la méthodologie transitoire pour la simulation des phénomènes d'instabilité thermoélastique et vise à compléter la compréhension du mécanisme de TEI grâce aux résultats transitoires en contraintes, gradient de température, pression de contact en surface et en profondeur.

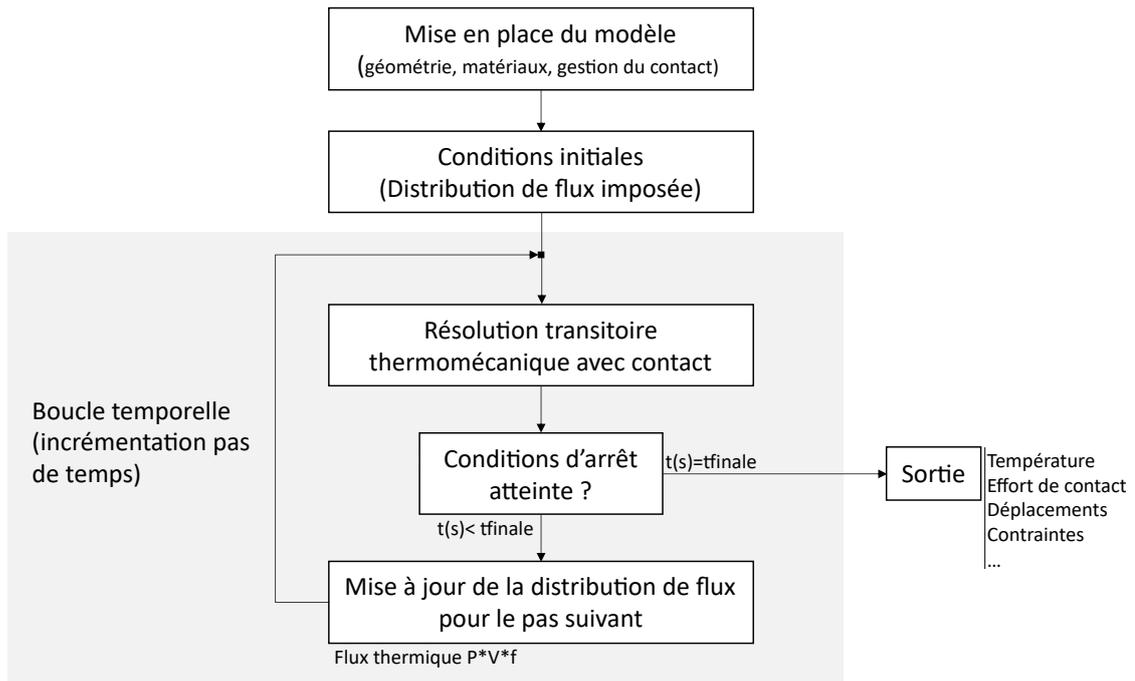


FIGURE 2.14 – Organigramme de la simulation transitoire

### 2.3.1 Mise en place du modèle

Les simulations sont effectuées à vitesse constante (équivalentes à des essais de maintien). Le calcul thermomécanique est couplé avec à chaque pas de temps une mise à jour du flux de chaleur en fonction des efforts aux interfaces. La géométrie 2D correspond à une section circférentielle du rayon moyen (une configuration annulaire déclinable à un système de frein). La longueur alors est celle du périmètre moyen du disque (figure 2.15), ici aux dimensions automobiles (diamètre moyen entre 100 mm et 400 mm et épaisseur 5 – 20 mm). Les garnitures ou plaquettes sont annulaires comme le disque.

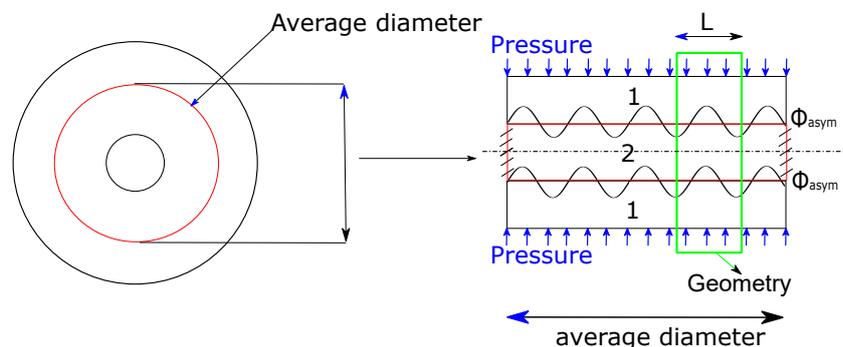


FIGURE 2.15 – Géométrie 2D d'un disque déplié encadré par 2 garnitures de frein

La simulation transitoire est validée par comparaison avec les modèles analytiques et en stabilité (TEI) précédemment discutés. La géométrie est réduite à l'étude d'une partie du disque (géométrie encadrée en vert figure 2.15) où est appliquée une unique période de sinus

comme perturbation. Dans les modèles analytiques, la garniture est semi-infinie. Du a montré que l'épaisseur de la plaquette doit au minima être égale à la  $L$  (voir figure 2.15) du disque pour rentrer dans ces conditions (DU et al., 1997). Les propriétés matériaux utilisées sont identiques à celles de la partie analytique, relatives à un disque en fonte et des garnitures en matériau composite à matrice organique (tableau 2.1). Les modèles et les hypothèses associées sont répertoriés tableau 2.3. Les simulations transitoires sont réalisées sous hypothèse de déformations planes et sous conditions "*frictionless*" (pris en compte dans les modèles analytiques de la partie précédente), c'est-à-dire sans cisaillement au niveau des interfaces de contact ( $y = a_2$  et  $y = -a_2$ ) tel que :

$$\sigma_{xy_1} = \sigma_{xy_2} = 0 \quad (2.8)$$

Le tableau 2.3 répertorie différents modèles existants, en difficulté croissante, de la bibliographie, en fonction des hypothèses. Les modèles présentés dans le tableau correspondent, dans l'ordre, aux hypothèses de (AL-SHABIBI & BARBER, 2002; J. L. BARBER & HECTOR, 1999; BURTON et al., 1973; DECUZZI et al., 2001). Ceux-ci serviront à la validation de l'approche transitoire proposée.

TABLEAU 2.3 – Modèle et hypothèses pour la validation du modèle transitoire en élément finis

Modèle	1 "Garniture"	2 "Disque"
2 premiers corps	Semi-infinie Rigide, non-conductrice	Semi-infini Élastique, conducteur
2 premiers corps	Semi-infinie Non-conductrice	Semi-infini Élastique, conducteur
3 premiers corps	Semi-infinie Rigide, non-conductrice	Épaisseur finie Élastique, conducteur
3 premiers corps	Épaisseur finie Élastique, conductrice	Épaisseur finie Élastique, conducteur

La géométrie est discrétisée en un maillage dont le nombre d'éléments sur la longueur du contact est fonction de la perturbation (minimum 20 éléments pour 1 période de sinus et de longueur maximale 2 mm) et évolutif en profondeur pour rendre compte du gradient thermique (0.5 mm proche du contact, 8 mm proche des conditions aux limites de chargement mécanique pour le cas avec 2 corps, 2 mm pour les 3 premiers corps). Les éléments 2D sont décrits par 4 nœuds avec 3 degrés de liberté ( $u_x, u_y, T$ ) (PLANE222 ANSYS). La résolution est faite sous hypothèse de déformations planes. Des conditions aux limites de symétrie  $u_x = 0$  sont appliquées sur les nœuds externes des modèles figure 2.16 pour représenter le blocage de la tranche périodique de la géométrie. Sur le modèle à 2 corps, des blocages suivant  $u_x$  et  $u_y$  sont appliqués à l'arrière du corps "1" (garniture)(flèches bleues figure 2.16) et la pression est appliquée à l'arrière du disque. Sur le modèle 3 corps les nœuds suivant  $u_y$  sont couplés à l'arrière des garnitures, la pression est appliquée sur les 2 garnitures et le disque au centre est laissé libre. Les interfaces sont modélisées par une continuité de maillage entre les corps

( $T_1 = T_2$ ,  $u_y^1 = u_y^2$  et  $u_x^1 = u_x^2$  à l'interface).

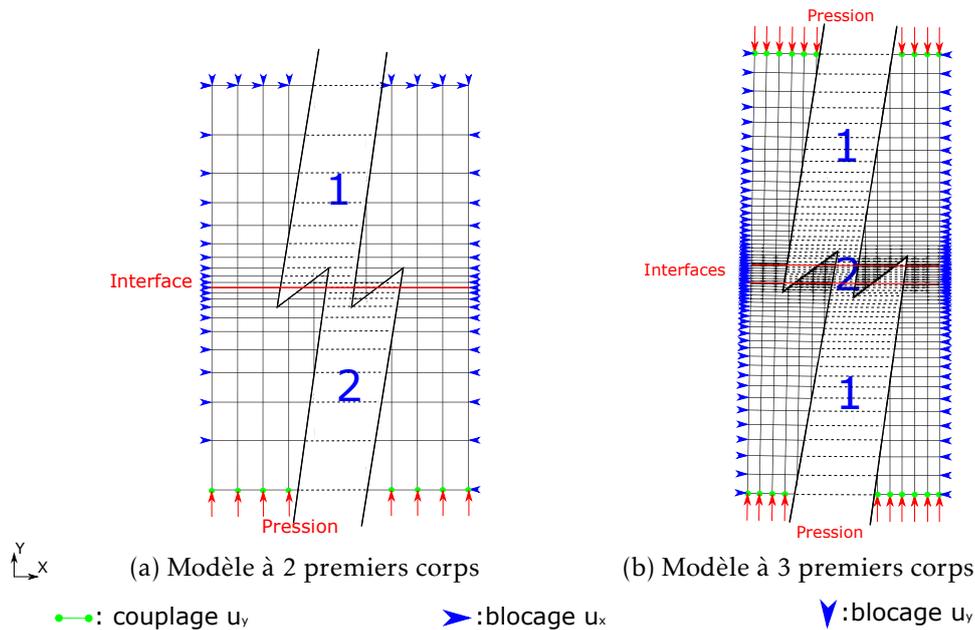


FIGURE 2.16 – Représentation du maillage et des conditions aux limites pour une géométrie 2D.

Un flux de chaleur uniforme est appliqué à la surface de contact. Ce flux correspond à la puissance dissipée pendant le freinage. La résolution thermique, sans perturbation, est validée par l'élévation de température pour le modèle figure 2.16a sous hypothèses de garnitures rigides non conductrices ( $E_1 \rightarrow \infty$ ,  $K_1 = 0$ ,  $k_1 = 0$ ), et d'un disque semi-infini élastique conducteur. L'hypothèse semi-infini est considérée pour un corps donc l'épaisseur ( $a$ ) est grande devant la largeur d'interface ( $L$ ). La figure 2.17 montre que l'élévation de température en surface du disque pour une simulation transitoire de 2.5s avec un pas de temps de 0.1s est identique au modèle analytique de Kennedy d'un corps semi-infini en contact glissant contre un mur rigide non-conducteur (KENNEDY, 2001) (géométrie figure 2.16a) La comparaison de ces 2 modèles

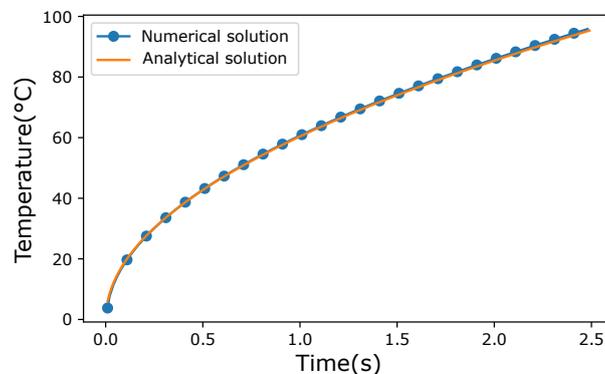


FIGURE 2.17 – Évolution temporelle de la température en surface du disque pour la géométrie 2.16a avec "1" rigide non-conducteur (sans perturbation)

valide l'élévation de température du modèle transitoire en éléments finis, ainsi que le maillage en profondeur. Une perturbation peut maintenant être ajoutée dans le modèle pour simuler le mécanisme d'instabilité thermomécanique.

### 2.3.2 Ajout de la perturbation périodique dans le flux

Avec la méthode transitoire, la perturbation est introduite dans le flux de chaleur à l'interface, équation 2.9.

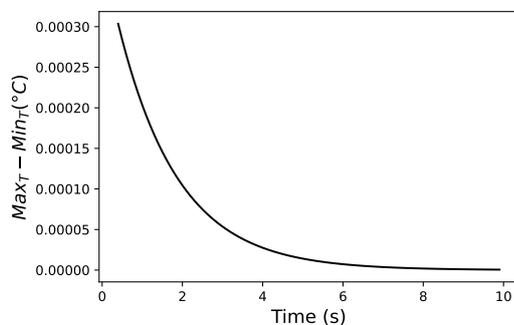
$$Q = P * V * f * (1 + \psi \cos(mx)) \quad (2.9)$$

où  $P$  est la pression de contact,  $V$  la vitesse de glissement,  $f$  le coefficient de frottement,  $m$  le nombre d'onde et  $\psi$  représente l'amplitude de la perturbation ( $\psi \in [0, 1]$ ). L'amplitude de la perturbation est choisie de l'ordre de 1% du flux de chaleur uniforme afin d'être suffisamment faible devant le flux de chaleur total. Cette perturbation est bien de même nature que celle écrite dans la bibliographie (LEE & BARBER, 1993) puisque la température et le flux de chaleur sont liés par l'équation 2.10, à l'interface  $y = a_2$  (demi-épaisseur du disque).

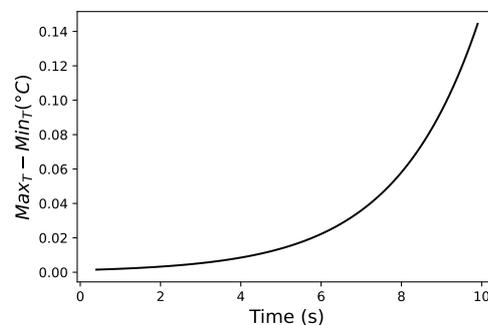
$$Q = -K \frac{\partial T}{\partial y}(x, a_2, t) \quad (2.10)$$

en rappelant que  $x$  est la direction de glissement et  $y$  la direction perpendiculaire (en 2D).

Pour étudier la stabilité du système, le paramètre à regarder est l'évolution temporelle de la perturbation, soit dans les efforts à l'interface, soit dans la température ( $\Delta F$  ou  $\Delta T$ ). Un exemple de résultat est tracé figure 2.18 dans le cas d'une garniture rigide non-conductrice frottant contre un disque élastique conducteur de longueur 0.1 m, avec une perturbation initiale de l'ordre de 1% du flux (figure 2.16a) et un pas de temps de 0.1 s. Le calcul est lancé pour 2 vitesses de glissement différentes,  $V = 0.01 \text{ ms}^{-1}$  (figure 2.18a) et  $V = 0.05 \text{ ms}^{-1}$  (figure 2.18b). L'amplitude de la température est sortie à chaque pas de temps et tracée figure 2.18. Pour la première vitesse l'amplitude de la perturbation décroît alors que dans le second cas, la perturbation croît. Le modèle analytique en stabilité (AL-SHABIBI & BARBER, 2002) évalue la vitesse critique pour ce modèle à  $V = 0.034 \text{ ms}^{-1}$  donc bien entre les 2 vitesses calculées.



(a)  $V = 0.01 \text{ ms}^{-1}$ , cas stable



(b)  $V = 0.05 \text{ ms}^{-1}$ , cas instable

FIGURE 2.18 – Évolution temporelle de l'amplitude de la température à la surface du disque pour 2 vitesses différentes.

### 2.3.3 Comparaison du modèle en stabilité et du modèle transitoire

La comparaison, en fonction des modèles (détaillés tableau 2.3) est faite par rapport à la vitesse critique pour plusieurs nombres d'onde. Le calcul de la vitesse critique dans le modèle transitoire nécessite plusieurs étapes récapitulées ci-dessous et figure 2.19.

- Pour une simulation à géométrie, hypothèses (déformations planes, conditions aux limites ...) et conditions (vitesse de glissement,  $f$  ...) données, le taux d'accroissement de l'instabilité est calculé par une régression exponentielle de l'évolution de l'amplitude de la perturbation dans la température (figure 2.19). Le même calcul est ensuite fait pour plusieurs vitesses de glissement, à même modèle et hypothèses.
- La variation du taux d'accroissement de la perturbation en fonction de la vitesse de glissement est supposée linéaire pour des vitesses supérieures à la vitesse critique. (J. R. BARBER & YI, s. d.). La vitesse critique est calculée lorsque  $b = 0$  par régression linéaire de  $V$  en fonction de  $b$ .

La précision des résultats en vitesse critique dépend du nombre de pas de temps effectué ainsi que du pas de temps de la simulation.

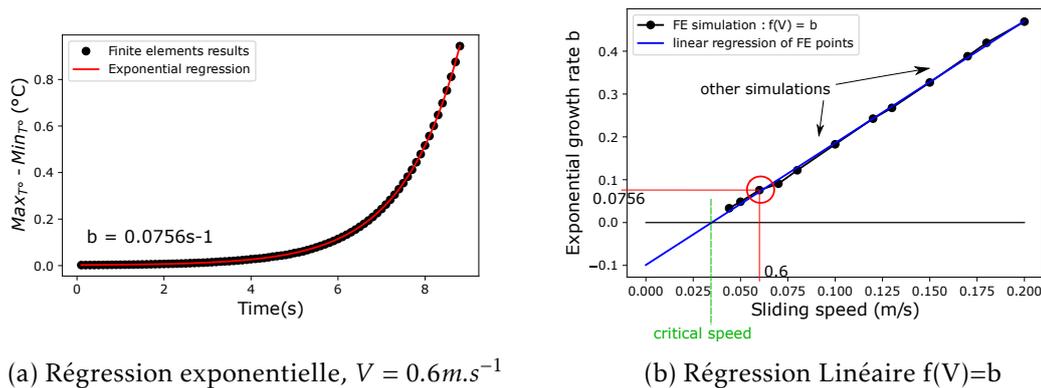


FIGURE 2.19 – Méthodologie pour obtenir la vitesse critique pour le modèle transitoire

Ce procédé est généralisé pour plusieurs  $m$  et pour chaque modèle du tableau 2.3. Les résultats en vitesse critique sont regroupés tableau 2.4. Les 3 premiers cas de comparaison montrent que la vitesse critique calculée par le modèle transitoire est bien identique à celle des modèles analytiques quel que soit le nombre de localisations, la géométrie et la configuration dans le modèle à 3 premiers corps (symétrique et antisymétrique).

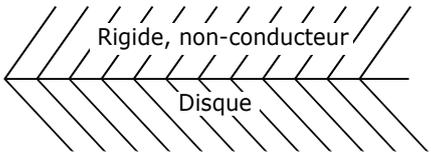
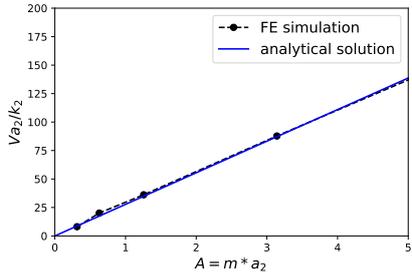
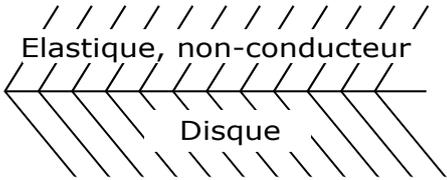
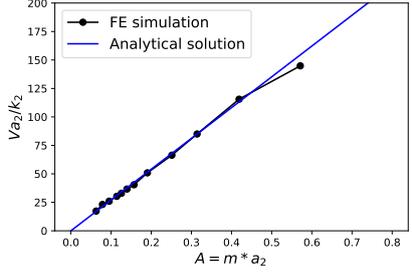
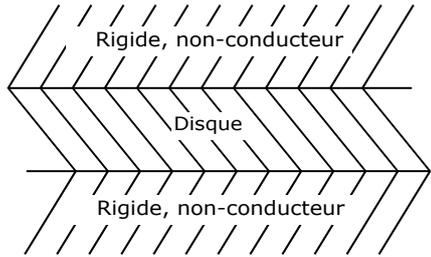
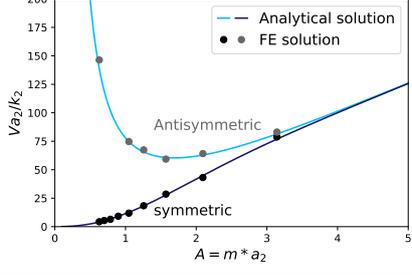
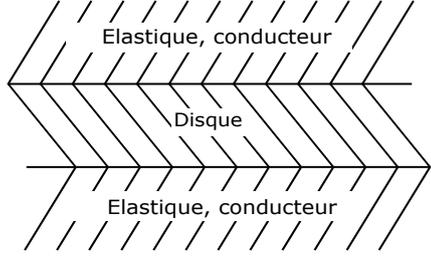
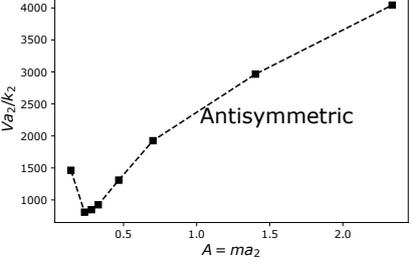
Le dernier modèle des tableaux (3 premiers corps élastique et conducteur) est plus difficile à comparer avec la bibliographie à cause de l'hypothèse *frictionless* ( $\sigma_{xy} = 0$  aux interfaces). Les modèles analytiques qui expriment la vitesse critique pour des hypothèses identiques considèrent à l'interface l'hypothèse sur la contrainte en cisaillement telle que (hypothèse dit *frictional*)

$$\sigma_{xy_1} = \sigma_{xy_2} = -fp(x, t) \quad (2.11)$$

avec  $p(x, t)$  la pression de contact et  $f$  le coefficient de frottement. La vitesse critique est sous-

évaluée lorsque cette condition aux limites n'est pas appliquée. Néanmoins, le comportement du système avec une perturbation reste identique face aux modifications de matériaux, géométries, sollicitations... Dans le dernier cas, uniquement la vitesse critique dans le cas antisymétrique est tracée, car l'étude en début du chapitre a montré qu'elle est nettement plus faible que celle du mode symétrique. Le minimum de vitesse critique à un  $A$  donné est retrouvé, ici vers  $A = 0.3$ .

TABLEAU 2.4 – Validation du modèle 2D transitoire éléments finis

Géométrie	Résultats
 <p>Rigide, non-conducteur Disque</p>	
 <p>Elastique, non-conducteur Disque</p>	
 <p>Rigide, non-conducteur Disque Rigide, non-conducteur</p>	
 <p>Elastique, conducteur Disque Elastique, conducteur</p>	

Le modèle transitoire éléments finis avec une perturbation sinusoïdale dans le flux simule donc bien le phénomène d'instabilités thermomécaniques et prédit la vitesse critique avec des hypothèses similaires (TEI analytiques). Le modèle transitoire est exploité pour discuter des hypothèses de la simulation et intégrer des outils pour améliorer le calcul transitoire (gestion du contact par la méthode du Lagrangien augmenté par exemple).

### Hypothèses 2D de contraintes planes et de déformations planes

La modélisation 2D considère les hypothèses d'état de contraintes planes ou déformations planes, qui représente des conditions de largeur mince (contraintes planes) ou de largeur infinie (déformations planes). Le comportement thermomécanique du système soumis à une perturbation est modifié en fonction de l'hypothèse choisie (Yi et al., 1999). La géométrie utilisée ici est celle d'un disque d'épaisseur finie et de 2 garnitures élastiques conductrices. Seuls les modes antisymétriques sont étudiés par la suite, car les modes symétriques sont obtenus à des vitesses nettement plus élevées. La figure 2.20 montre la solution en vitesse critique en fonction du nombre d'onde calculée avec le modèle transitoire pour les 2 hypothèses. La solution en contraintes planes présente une zone de stabilité plus grande que celle en déformations planes, et lorsque  $A \rightarrow \infty$  les 2 solutions s'éloignent. Pour chaque  $m$  calculé, le rapport entre la solution en déformations planes et celle en contraintes planes est de 0.73 à 0.76.

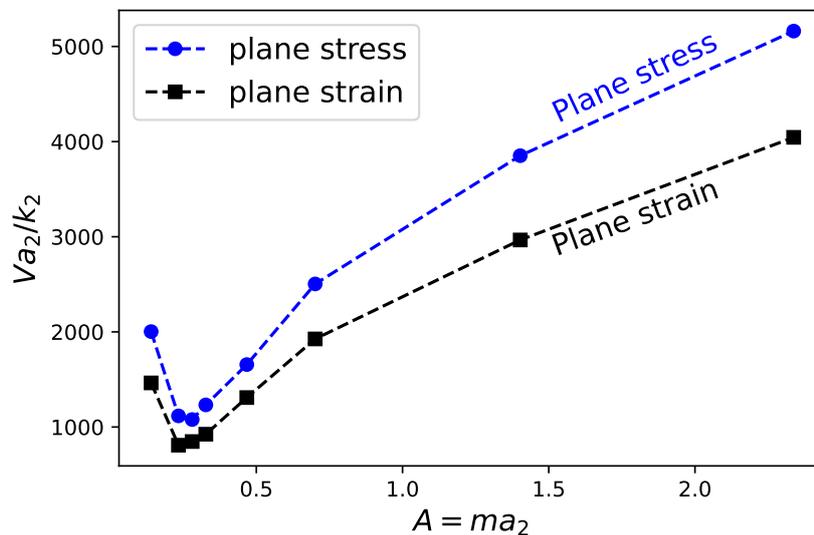


FIGURE 2.20 – Évolution de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde pour des modèles sous hypothèses 2D de contraintes planes et 2D déformations plans

Cette différence est expliquée par l'écriture du champ de pression de contact (J. L. BARBER & HECTOR, 1999) :

$$p_m = \frac{8\beta\mu m}{\kappa + 1} \int_0^\infty e^{ms} Tm(s) ds, \quad (2.12)$$

Avec  $p_m$  la pression de contact,  $\mu$  le module de cisaillement,  $m$  le nombre d'onde et

$$\beta = \alpha \text{ en contraintes planes} \quad (2.13)$$

$$\beta = \alpha(1 + \nu_2) \text{ en déformations planes} \quad (2.14)$$

et

$$\kappa = \frac{3 - \nu}{1 + \nu_2} \text{ en contraintes planes} \quad (2.15)$$

$$\kappa = (3 - 4\nu_2) \text{ en déformations planes} \quad (2.16)$$

Lorsque  $A$  tend vers l'infini, le rapport entre la solution en déformations planes et celle en contrainte plans doit donc être égale à  $(1 - \nu_2)$ . Le ratio de vitesse critique entre les solutions de contrainte plane et de déformation plane à chaque  $A$  est bien dans l'ordre de grandeur de  $(1 - \nu_2)$ , soit ici (0.75).

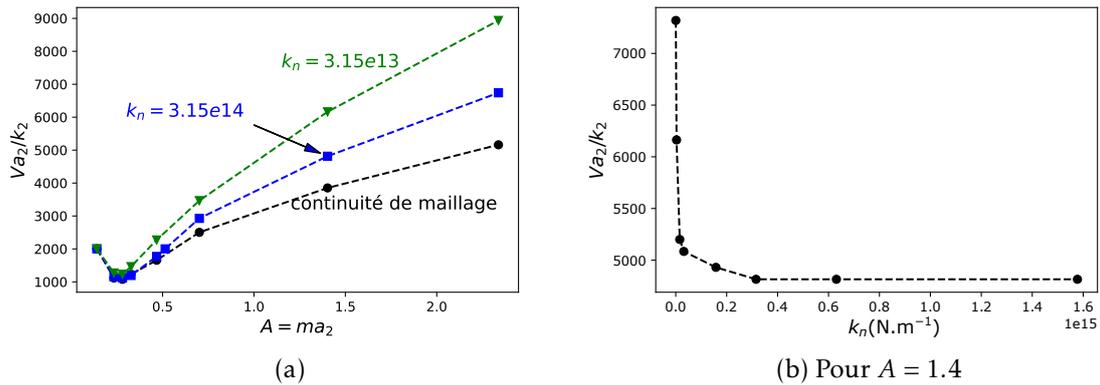
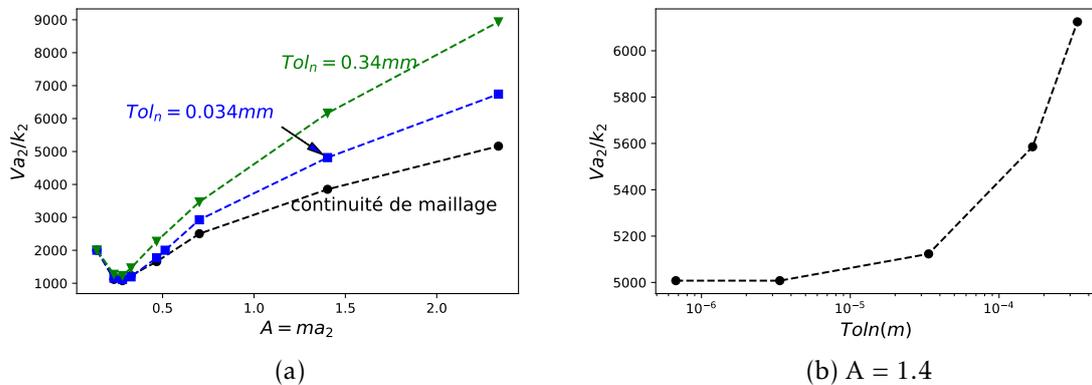
### 2.3.4 Gestion du contact et initialisation des paramètres

Le modèle transitoire en éléments finis autorise une gestion du contact plus fine avec un contact contrôlé ici par la méthode du Lagrangien augmenté. Le paramètre de conductance thermique à l'interface est supposé très grand afin de rester sous l'hypothèse de continuité de température à l'interface. Des paramètres supplémentaires sont introduits, dont la raideur de contact notée  $k_n$  et la de tolérance de pénétration notée  $Tol_n$  (« Ansys Product Help », s. d.). Pour des valeurs trop grandes de  $k_n$  ou réciproquement trop faibles de  $Tol_n$ , la simulation en éléments finis ne converge pas. À l'inverse, pour des valeurs trop faibles de  $k_n$  (réciproquement trop grandes de  $Tol_n$ ) les résultats ne sont pas physiquement acceptables (trop de pénétration par exemple). Pour choisir judicieusement ces 2 valeurs, une analyse de la précision des résultats en fonction des 2 facteurs est faite.

La figure 2.21a montre que pour des nombres d'ondes faibles, les 2 facteurs ne modifient que légèrement la précision des résultats. L'écart en vitesse critique apparaît pour des  $A > 0.8$  environ. Pour des  $A$  plus faibles, les vitesses critiques sont inférieures donc le flux  $\phi = P * V * f$  calculé dans le contact l'est également, donc les mécanismes de contact (méthodes + valeurs) diffèrent moins. Pour des  $A > 0.8$ , la différence entre une interface de contact avec continuité de maillage et un contact contrôlé par un Lagrangien augmenté provient des hypothèses de gestion de contact, par exemple l'ajout du décollement ou le glissement des nœuds au niveau des dilatations thermiques hors plan. La figure 2.21b révèle, pour  $A = 1.4$ , que les résultats en vitesse critique convergent à partir de  $k_n = 0,3.10^{15} N.m^{-1}$  pour  $Tol_n = 0.03 mm$ , avec une différence de vitesse inférieure à  $1 m/s$  entre  $k_n = 0,03.10^{15} N.m^{-1}$  et  $k_n = 0,3.10^{15} N.m^{-1}$ .

Le choix de  $Tol_n$  est fait avec un raisonnement similaire. La figure 2.22 montre que la vitesse critique est aussi identique quelques soit  $Tol_n$  dans le cas de  $A$  faibles, et des disparités pour des  $A > 0.5$ . Le choix de  $Tol_n$  est fait en fonction de la vitesse critique, lorsque le résultat converge.

Pour faciliter la convergence des résultats quel que soit le modèle (vitesse, nombre d'onde, paramètres géométriques) les valeurs choisies sont  $K_n = 3.15e14 N.m^{-1}$  et  $Tol_n = 0.034 mm$ .

FIGURE 2.21 – Évolution de la vitesse critique en fonction de  $k_n$ , dans le cas où  $Tol_n = 0.03 \text{ mm}$ FIGURE 2.22 – Résultat en vitesse critique en fonction du paramètre de tolérance de contact, avec  $k_n = 1,58e14 N.m^{-1}$ 

### 2.3.5 Extension à une géométrie de disque déplié

L'étude des champs thermomécaniques en fonction du nombre d'onde et des matériaux est faite sur une géométrie de disque déplié figure 2.15. Les conditions aux limites de symétrie mises en place sur les modèles précédents sont remplacées par des conditions aux limites de périodicité (figure 2.23) identique aux conditions imposées dans le calcul statique à température imposée partie 2.2.2, c'est-à-dire par un couplage deux à deux des nœuds de part et d'autre du modèle suivant  $(x,y,T)$ , écrit :

$$\begin{cases} u_{x_i,k} &= u_{x_j,k} \\ u_{y_i,k} &= u_{y_j,k} \\ T_{i,k} &= T_{j,k} \end{cases} \quad (2.17)$$

Le contact est assuré par une méthode de Lagrangien augmenté comme définie dans la sous-section 2.3.4. Le maillage est raffiné proche du contact comme sur la figure 2.16.

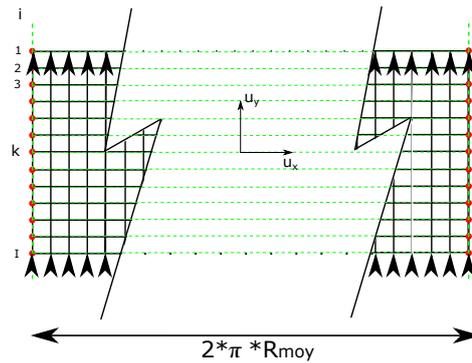
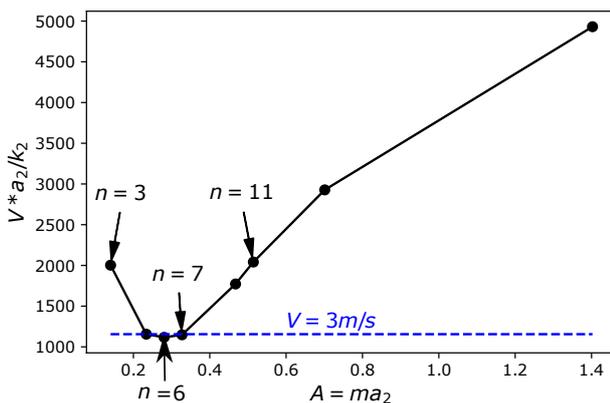


FIGURE 2.23 – Schématisation de l'application des conditions aux limites de périodicité sur le maillage ( $R_{moy} = 0.1m$ )

### Analyse transitoire du nombre de perturbations

Les calculs suivants sont effectués avec un disque en fonte encadré de 2 garnitures de frein modélisées de manière 2D déplié au rayon moyen, en matériau organique (NAO). Sur ce modèle, le nombre de localisations est initialement fixé et l'évolution de la perturbation dans le temps est étudiée. Comme le système est axisymétrique, chaque point chaud est au cours du temps identique aux autres en termes de température, pression de contact, dilatations...

Pour un modèle à géométrie fixe, équivalente à celle d'un disque automobile, et propriétés matériaux fixes (fonte et NAO), la vitesse critique en fonction du nombre d'ondes est tracée figure 2.24. Le premier mode à apparaître, dans le cas d'essai en vitesse croissante, pour ce type de géométrie, sera le mode qui a la vitesse critique la plus basse, soit  $n = 6$ .



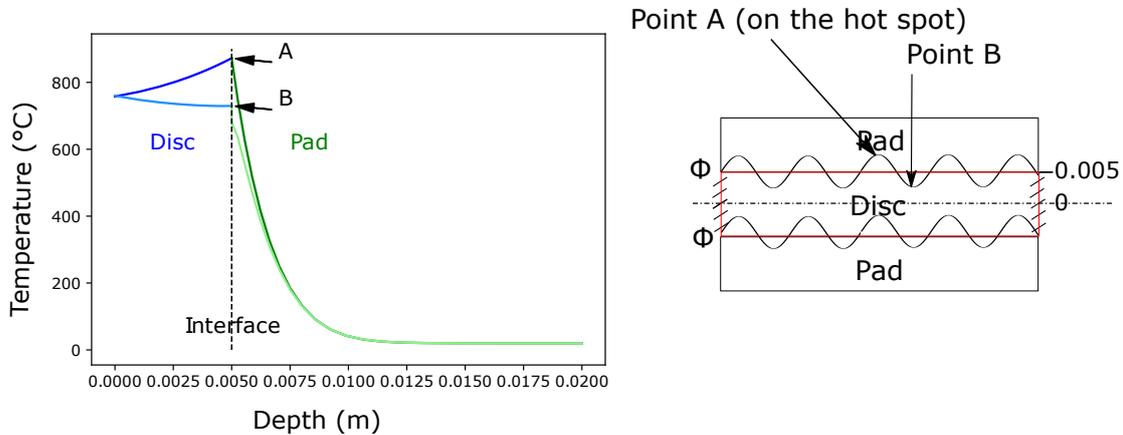
#### Cas antisymétrique

$a_2$ (m)	$5e - 3$
Longueur (m)	$2 * \pi * 0.1$
Modèle 2D	Contraintes planes

FIGURE 2.24 – Évolution de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde dans le cas antisymétrique pour les propriétés matériaux du tableau 2.1.

La figure 2.25 illustre, pour le cas antisymétrique, le profil de température dans le disque et dans la garniture pour le cas instable avec  $n = 7$  et  $V = 3 m.s^{-1}$  au niveau du sommet d'une localisation (point A) et entre 2 localisations (point B). A l'interface, la condition de continuité de température est bien respectée. La température est bien identique entre les 2 points au centre

du disque ainsi qu'à l'extrémité de la garniture. Le gradient de température dans le disque et dans la garniture dépend de la perturbation. Ici, le cas est instable et une différence de 140 °C est notable au bout de 15s entre le maximum et le minimum de température en surface du disque.



Cas antisymétrique

$a_2$ (m)	$5e-3$
Longueur (m)	$2 * \pi * 0.1$
Modèle 2D	Contraintes planes
$V$ ( $m.s^{-1}$ )	3
$n$	7
$t$ (s)	15

FIGURE 2.25 – Profil de température dans le disque et la garniture pour un cas instable pris sur la localisation (A) et entre 2 localisations (B), à  $t = 15s$ .

La figure 2.26 montre l'évolution transitoire de la température sur la face supérieure du disque au cours du temps pour 3 cas,  $n \in [3, 7, 11]$  à une vitesse  $V = 3 m.s^{-1}$ . L'autre surface du disque est identique à l'antisymétrie de la perturbation près. Dans les cas où  $n \in [3, 11]$ , aucune propagation de la perturbation n'est remarquée, contrairement au cas  $n = 7$ , où les localisations thermiques apparaissent. Comme la vitesse de glissement est proche de la vitesse critique, la perturbation croît lentement. Cette remarque est cohérente en termes de stabilité avec la figure 2.24. La figure 2.26d compare l'élévation de la température en surface du disque dans le temps dans les 3 cas en  $x = 0$ , soit au niveau du point chaud. La température est identique sur les 6 premières secondes de la simulation puis diffère avec l'accroissement de la perturbation dans le cas instable.

La figure 2.27 trace l'évolution du maximum de pression dans le cas d'une perturbation antisymétrique, avec une vitesse de glissement  $V = 5 m.s^{-1}$ . Dans les cas stables, la pression de contact demeure constante, contrairement aux cas instables où elle évolue de façon exponentielle (avant décollement). À vitesse fixe, le minimum de vitesse critique,  $n = 6$ , est marqué par une évolution plus rapide de la pression de contact. Plus la vitesse de glissement est proche de la vitesse critique, plus la perturbation évolue faiblement.

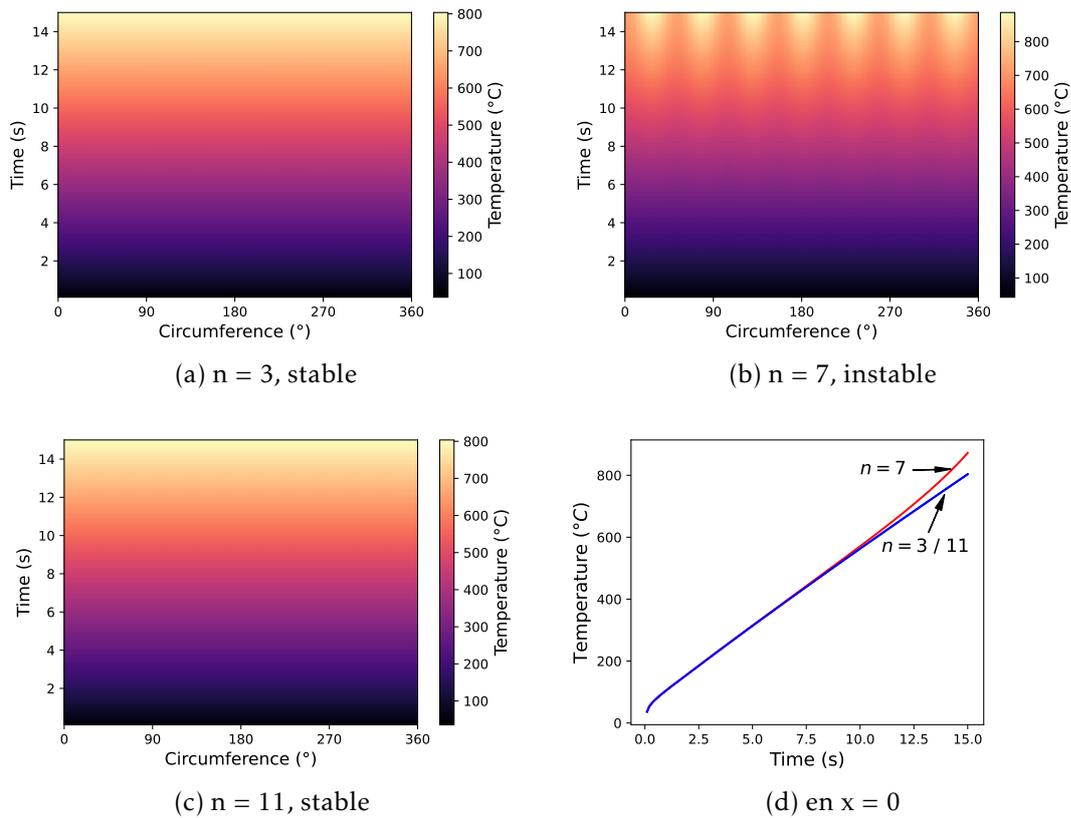


FIGURE 2.26 – Évolution temporelle de la température en surface du disque pour une vitesse  $V = 3 \text{ m.s}^{-1}$  pour les cas  $n \in [3, 7, 11]$  (configuration de la figure 2.24).  $x = 0$  correspond au sommet des localisations.

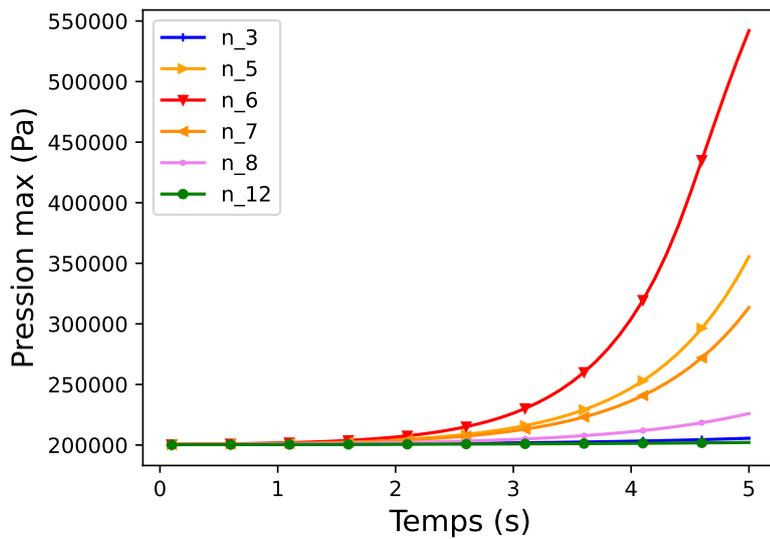
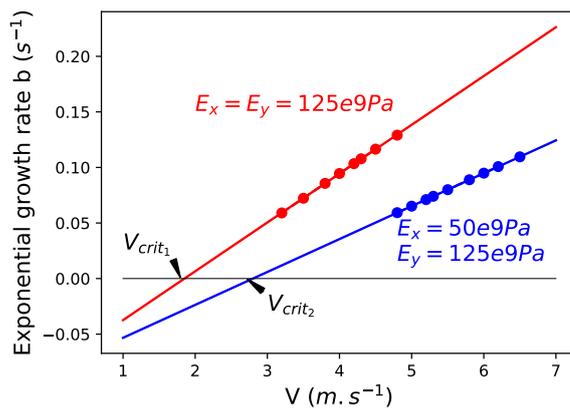


FIGURE 2.27 – Évolution temporelle de la pression de contact au sommet d'une localisation, pour  $V = 5 \text{ m.s}^{-1}$  (configuration de la figure 2.24).

### 2.3.6 Eclairage complémentaire sur les mécanismes prépondérants.

Un éclairage intéressant pour l'interprétation du phénomène d'instabilité est de regarder si une direction est privilégiée dans le mécanisme. Pour ce faire, les propriétés matériaux du disque sont rendues isotropes transverses et l'influence de chaque direction ( $y$  : normale au contact,  $x$  : circonférentielle) est regardée séparément. La théorie donne que dans le cas d'un matériau isotrope, diminuer la rigidité du disque augmente la vitesse critique (LEE & BARBER, 1993). Dans un premier temps, l'influence de la direction  $x$  (direction circonférentielle) est regardée, puis l'influence de  $y$  (direction normale au contact).

La figure 2.28 compare le taux d'accroissement de la perturbation en fonction de la vitesse  $V$  dans le cas antisymétrique, obtenu à partir de l'évolution de l'amplitude de la perturbation figure 2.19 à  $n$  fixe ( $n = 6$ ), en fonction de la vitesse, pour  $E_x = 125e9Pa$  (modèle isotrope) et  $E_x = 50e9Pa$ . La vitesse critique pour les 2 cas est obtenue lorsque  $b = 0$ . Lorsque le module d'Young dans la direction  $x$  diminue, la vitesse critique augmente. Cette conclusion est cohérente avec les résultats analytiques (BURTON et al., 1973).



cas antisymétrique	
$n$	6
$a_2(m)$	5e-3
$L(m)$	$2 * \pi * 0.1$
Pression (MPa)	1
$f$	0.15
Modèle 2D	Déformation plane

FIGURE 2.28 – Influence du module d'Young dans la direction transverse ( $x$ ) au contact sur la vitesse critique.

La figure 2.29 montre la contrainte circonférentielle  $\sigma_{xx}$  dans la demi-épaisseur du disque à 2 instants donnés ( $t = 0.1s$  et  $t = 5s$ ) dans les 2 cas. La fibre est en compression proche de l'interface ( $x = 0$ ,  $\sigma_{xx} < 0MPa$ ) et en traction en profondeur ( $x = 5mm$ ,  $\sigma_{xx} > 0MPa$ ). A  $t = 5s$ , une différence de contrainte est observée en surface du disque dans le cas instable (en rouge) à cause de la localisation de contact et de la perte de contact entre 2 points chauds (déphasée). La diminution de la rigidité dans la direction circonférentielle diminue le niveau de sollicitation de traction / compression dans le disque.

Dans le cas de l'influence de la direction  $y$  (direction normale au contact), la courbe de l'évolution de  $b$  en fonction de  $V$  pour  $n = 6$  est tracée figure 2.30 avec une comparaison entre le modèle isotrope et le modèle où uniquement  $E_y$  est diminué. Ici, pour observer une différence de vitesse critique, le module d'Young est divisé par 10 dans le cas isotrope transverse ( $E_y = 12e9Pa$ ). Une diminution de la vitesse critique est cette fois observée, bien que faible.

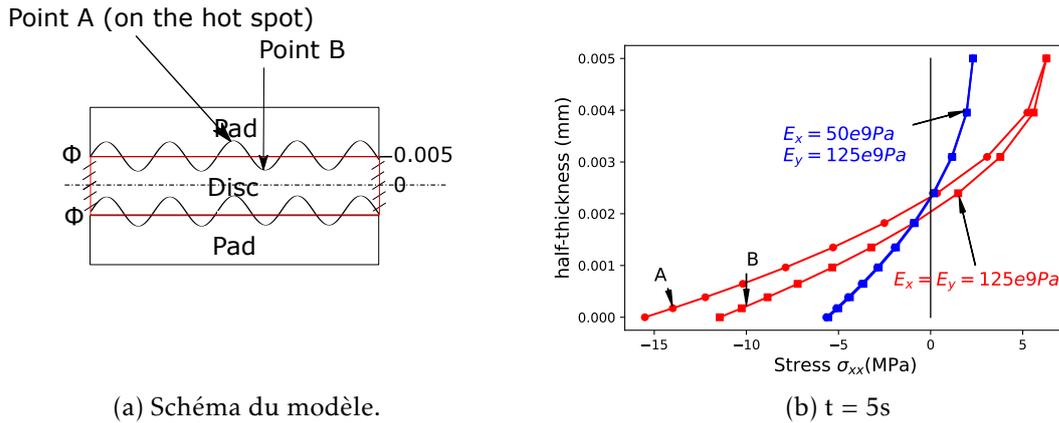


FIGURE 2.29 – Contrainte  $\sigma_{xx}$  (direction circonférentielle) à 2 instants pour 2  $E_x$  différents, avec  $n = 6$ ,  $V = 2m.s^{-1}$ .

Le module d’Young dans la direction normale modifie peu la réponse mécanique du système face à la perturbation.

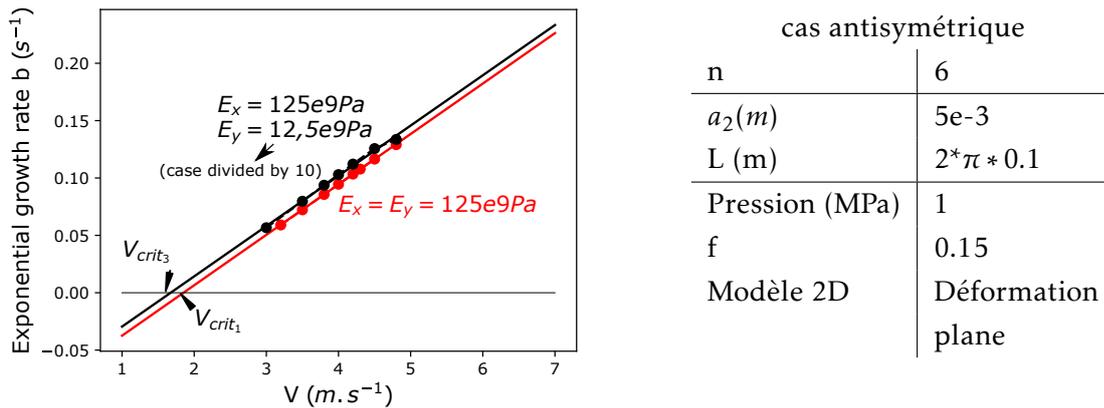


FIGURE 2.30 – Influence du module d’Young dans la direction normale (y) au contact sur la vitesse critique.

La sollicitation induite par la thermomécanique (traction / compression dans le disque) influe sur la stabilité du système. Dans la direction normale, plus le module d’Young est faible, plus la vitesse critique diminue, à cause de la réaction mécanique à l’interface qui est plus faible. La direction circonférentielle est néanmoins la plus importante dans le mécanisme d’instabilité thermoélastique.

## 2.4 Conclusion

La formulation en stabilité de la théorie des TEI introduit une perturbation dans le champ de température ou de pression de contact, puis détermine le taux d’accroissement de la per-

turbation. A géométrie et matériaux fixes, le critère d'accroissement de la perturbation est dépendant de la vitesse de glissement. Il apparaît au travers des modèles plusieurs conclusions quant aux mécanismes physiques associés. Les instabilités thermoélastiques sont soumises à une compétition entre 2 phénomènes principaux : **la diffusion thermique** et **capacité de déformation thermoélastique hors plan**. La vitesse critique est ainsi fortement dépendante de la contrainte thermomécanique d'origine thermique dans la direction longitudinale. Pour des géométries à plusieurs corps, le cas antisymétrique, avec des localisations circonférentielles déphasées de chaque côté du disque, est plus défavorable que le cas symétrique. Les modes antisymétriques sont soumis à la capacité en flexion du disque (origine mécanique) pour des épaisseurs et nombres d'ondes faible. L'existence d'un minimum de localisations est mise en évidence dans le cas antisymétrique, par l'ajout du phénomène de **flexion du disque** sous sollicitation normale de contact qui s'oppose à l'expansion des localisations, avec une remontée de la vitesse critique pour des nombres d'ondes ou des épaisseurs faibles. Le tableau 2.5 résume l'interprétation des analyses paramétriques en termes de mécanismes.

Le cadre analytique des TEI est limité à des géométries simples et à une description multiphysique thermoélastique (pas de plasticité, de prise en compte de phénomènes tribologiques...). Le constat de l'influence de la bande chaude sur les points chauds (mis en évidence dans la partie 1.2.2) est, par exemple, inexplicable avec les méthodes analytiques en stabilité. Sur le même principe, celles-ci ne donnent pas accès aux amplitudes de déformées hors plan. C'est pour cela que la méthode transitoire en éléments finis a été privilégiée, qui permet le suivi quantitatif d'amplification de la perturbation. Elle apporte aussi plus de souplesse dans l'intégration de conditions aux limites plus réaliste et dans la gestion du contact (avec décollement, ajout de résistance de contact...). La méthode transitoire a été validée par confrontation aux solutions en stabilité (TEI) dans le cadre de leurs hypothèses, montrant des vitesses critiques similaires. Cette méthode est exploitée dans le chapitre suivant.

TABLEAU 2.5 – Interprétation des résultats des analyses paramétriques en terme de mécanismes influençant les instabilités

Mécanisme	Paramètre	Évolution de la vitesse critique lorsque le paramètre augmente
Diffusion de chaleur	Diffusivité	Augmente
Déformation hors plan	Dilatation thermique et rigidité élastique (notamment transverse)	Diminue
Localisation du contact	Rigidité garniture	Diminue
Flexion hors plan (cas antisymétrique, nombre d'onde faible)	Souplesse en flexion (épaisseur faible)	Augmente



# Étude transitoire des instabilités thermoélastiques pour une configuration de frein à disque

## Sommaire du présent chapitre

<b>3.1 Influence des propriétés matériaux sur la vitesse critique</b>	<b>70</b>
3.1.1 Identification des paramètres prépondérants sur la vitesse critique	70
3.1.2 Influence de la dépendance des matériaux à la température . . . . .	73
3.1.3 Comportement plastique des matériaux . . . . .	76
3.1.4 Synthèse . . . . .	77
<b>3.2 Influence de la géométrie sur la vitesse critique</b>	<b>78</b>
3.2.1 Modification de l'épaisseur des 2 premiers corps . . . . .	78
3.2.2 Extension à une géométrie 3D . . . . .	80
3.2.3 3D et comparaison au 2D angulaire. . . . .	82
3.2.4 Influence des conditions aux limites du disque et des garnitures . .	83
3.2.5 Synthèse sur l'influence géométrie sur la stabilité . . . . .	90
3.2.6 Application sur une géométrie type automobile . . . . .	90
<b>3.3 Influence de la localisation du contact de type bande chaude sur les points chauds</b>	<b>92</b>
<b>3.4 Conclusion</b>	<b>94</b>

L'objectif de ce chapitre est d'étudier principalement la stabilité d'un système de frein en prenant en compte les aspects géométriques (épaisseurs des premiers corps, présence d'un moyeu, plaques à l'arrière des garnitures...), les effets non-linéaires issus du contact et/ou du comportement des matériaux (écrouissage...) ainsi que l'évolution en température des propriétés matériaux. Cela est rendu possible par l'utilisation du modèle transitoire développé et validé au

chapitre 2. Dans un premier temps, 2 configurations de propriétés matériaux sont étudiées pour comparer leur influence sur la vitesse critique, puis la dépendance des propriétés matériaux à la température est analysée. Dans une deuxième partie, la stabilité de la géométrie 3D et l'influence des conditions aux limites (moyeu et plaques support) sont regardées. Dans un dernier temps, l'influence de la sollicitation (mécanisme d'instabilité en présence de localisations radiales) est étudiée.

### 3.1 Influence des propriétés matériaux sur la vitesse critique

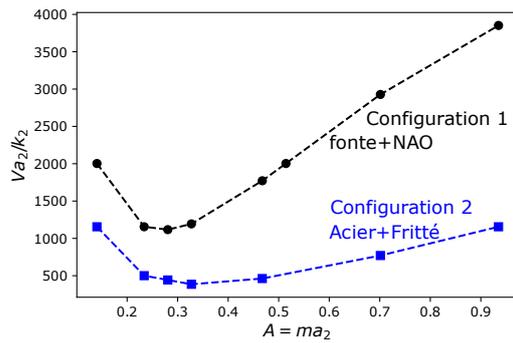
#### 3.1.1 Identification des paramètres prépondérants sur la vitesse critique

Les matériaux des systèmes de freins peuvent être classifiés en 2 grandes classes pour les disques (fonte et acier) et pour les garnitures (organique et fritté) (tableau 3.1), généralement choisis en fonction du niveau de dissipation énergétique (voir chapitre 1). La configuration 1 correspond à des propriétés matériaux typiques de systèmes de freinage automobiles tandis que la configuration 2 correspond à des matériaux typiques de systèmes ferroviaires (haute vitesse). L'objectif ici est d'analyser l'influence des propriétés et du comportement des matériaux sur les instabilités, en cherchant à identifier les paramètres prépondérants et aussi l'influence de la dépendance des propriétés à la température. Cette étude est faite au travers du modèle 2D transitoire développé précédemment en précisant clairement les modèles et les hypothèses (contact, épaisseur  $a_1$  et  $a_2$ , conditions aux limites...).

TABLEAU 3.1 – Propriétés matériaux des systèmes de frein automobile (configuration 1) et ferroviaire (configuration 2).

Configuration	Matériaux		E	$\nu$	K	k	$\alpha$
			Nm <sup>-2</sup> ×10 <sup>9</sup>		Wm <sup>-1</sup> °C <sup>-1</sup> ×10 <sup>-6</sup>	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ×10 <sup>-6</sup>	°C <sup>-1</sup>
1	Disque	Fonte	125	0.25	54	12.98	12
	Garniture	Organique	0.53	0.25	0.5	0.269	30
2	Disque	Acier	226	0.2	43.5	11.7	12
	Garniture	Fritté	3.5	0.2	18	12.45	12

Jusqu'ici, les propriétés matériaux utilisées pour l'étude du mécanisme de TEI sont le disque en fonte et les garnitures en matériau à matrice organique. La figure 3.1 compare la vitesse critique en fonction du nombre d'ondes dans le cas antisymétrique pour les 2 configurations de propriété matériaux. Seul le cas antisymétrique est étudié ici, car pour les systèmes de freinage, sa vitesse critique est plus faible que celle du cas symétrique. Dans la seconde configuration (disque en acier et garniture de frein en matériau fritté), la vitesse critique est plus faible que celle soit A et son minimum est décalée vers des A plus élevés. Cette différence de vitesse critique est difficile à expliquer directement à cause des grandes différences de propriétés matériaux.



Cas antisymétrique	
$a_2$ (m)	$5e-3$
L (m)	$2 * \pi * 0.1$
Pression (MPa)	1
f	0.4
Modèle 2D	Contraintes planes

FIGURE 3.1 – Évolution de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde. Configuration 1 : disque en fonte et garnitures en matériau organique. Configuration 2 : disque en acier et garnitures en fritté métallique.

La figure 3.2 illustre l'élévation de température à l'interface pour le cas  $n = 7$  ( $A = 0.34$ ) et  $V = 3 \text{ m.s}^{-1}$  ( $Va_2/k_2 = 1155$ ) sur 1.5s pour les 2 configurations. La configuration {fonte et organique} est celle déjà présentée dans le chapitre précédent (partie 2.3.5). La configuration {acier et fritté métallique} a une vitesse critique plus basse, donc la perturbation dans la température diverge plus rapidement. La température maximale à l'interface est plus élevée à cause de la divergence de la perturbation.

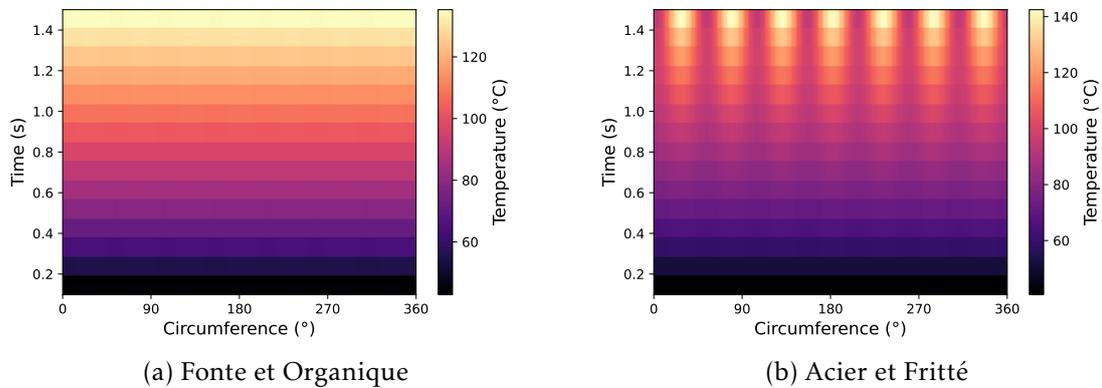


FIGURE 3.2 – Évolution temporelle de la température de surface sur le disque pour  $V = 3 \text{ m.s}^{-1}$  ( $Va_2/k_2 = 1155$ )

Afin de donner quelques explications et de vérifier les tendances des propriétés matériaux, le module d'élasticité, la conductivité et le coefficient de dilatation thermique sont étudiés séparément pour le disque et les garnitures. A partir de la configuration de référence (fonte + organique), on superpose l'évolution de la vitesse critique en modifiant successivement la propriété matériau du disque (courbe bleue) puis de la garniture (courbe verte) en prenant la valeur de la configuration acier/fritté.

**Module d'élasticité (figure 3.3a)** L'influence de  $E_2$  est faible, avec un effet plus marqué pour des  $A$  faibles. L'augmentation de  $E_2$  diminue la vitesse critique. Côté garnitures,  $E_1$  a une

influence plus marquée avec une diminution de la vitesse critique lorsque la rigidité augmente. L'augmentation de  $E_1$  tend à favoriser la localisation donc à diminuer la vitesse critique. Le minimum de la vitesse critique est aussi décalé vers des  $A$  plus élevés, ce qui est cohérent avec l'approche analytique (figure 2.11). La première observation est en accord avec le modèle de Burton. La rigidité des corps a également un effet sur le nombre de localisations minimum de vitesse critique. Lorsque le module d'Young du disque est plus élevé, ce nombre de localisations est plus faible. En effet, un disque plus rigide a une capacité de déformation plus faible et ainsi le nombre de localisations au minimum de vitesse critique est plus faible. Côté garniture, une garniture plus rigide augmente significativement ce nombre de localisations (de 6 à 10 localisations).

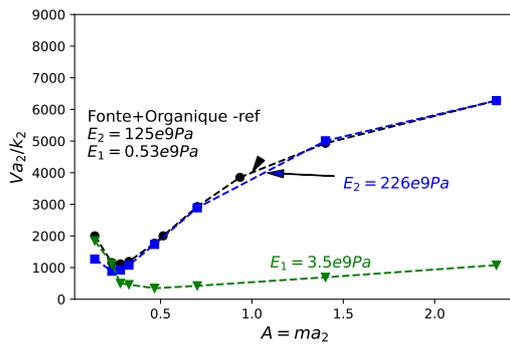
**Conductivité thermique (figure 3.3b)** Dans les 2 cas (disque et garniture), cette fois, le nombre de localisations au minimum de vitesse critique est conservé. Lorsque la conductivité thermique du disque diminue, la vitesse critique diminue aussi. L'augmentation de la conductivité thermique des garnitures augmente la vitesse critique, bien que très faiblement aux abords du minimum. Ces résultats sont cohérents avec la solution de Burton et avec la figure 2.12.

**Coefficient de dilatation thermique (figure 3.3c)** La diminution du coefficient de dilatation thermique du disque tend à augmenter la vitesse critique. En effet, pour retrouver un état de déformation hors plan équivalent (au niveau de la localisation) avec un coefficient de dilatation thermique du disque plus faible, la vitesse doit être plus élevée. Cette observation est en accord avec (BURTON et al., 1973). Lorsque le coefficient de dilatation des garnitures est plus faible, la vitesse critique diminue. Le nombre de localisations au minimum de la vitesse critique reste inchangé.

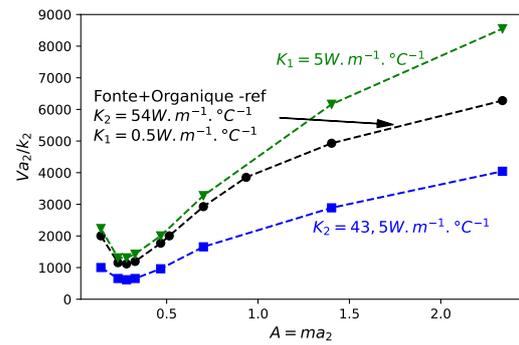
Le tableau 3.2 récapitule le poids des propriétés matériaux sur le minimum de la vitesse critique à partir des écarts relatifs des propriétés matériaux (par rapport à la courbe de référence Fonte + Organique) et des écarts relatifs des minimums de vitesses critiques associées. Le signe "-" devant la valeur de l'écart correspond à une diminution de la vitesse critique quand la propriété est augmentée. Les propriétés matériaux les plus influentes sur le minimum de vitesse critique sont la conductivité du disque et le coefficient de dilatation du disque.

TABLEAU 3.2 – Minimum des vitesses critiques en fonction des propriétés matériaux, écart relatif et comparaison des poids des propriétés matériaux, avec  $V_{crit}^{ref} = 2.9 \text{ m s}^{-1}$

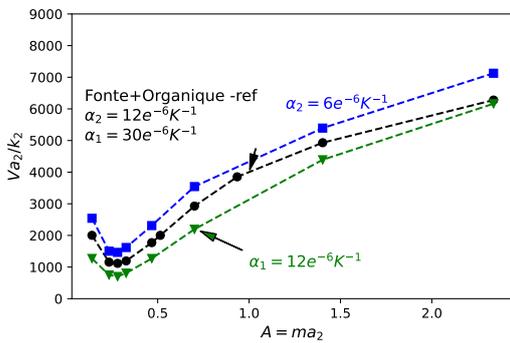
Paramètres modifiés ( $X$ )	$X_{ref}$	$X$	$V_{crit}^X (m/s)$	$\frac{(V_{crit}^X - V_{crit}^{ref})/V_{crit}^{ref}}{(X - X_{ref})/X_{ref}}$
$E_1 (GPa)$	0.53	3.5	0.9	-0.1
$E_2 (GPa)$	125	226	2.3	-0.3
$K_1 (W.m^{-1}.^{\circ}C^{-1})$	0.5	5	3.4	0.02
$K_2 (W.m^{-1}.^{\circ}C^{-1})$	54	43.5	1.6	2.4
$\alpha_1 (^{\circ}C^{-1})$	30	12	1.8	-0.03
$\alpha_2 (^{\circ}C^{-1})$	12	6	3.8	0.6



(a) Influence des modules d'Young



(b) Influence des conductivités thermiques



(c) Influence des coefficients de dilatation thermique

cas antisymétrique

$a_2$ (m)	5e-3
L (m)	$2^* \pi * 0.1$
Pression (MPa)	1
f	0.4
hypothèse	Contraintes planes

FIGURE 3.3 – Influence des propriétés thermomécaniques sur l'évolution de la vitesse critique.

### 3.1.2 Influence de la dépendance des matériaux à la température

Les résultats précédents ainsi que ceux de la bibliographie considèrent des propriétés constantes avec la température, ce qui n'est pas réaliste avec les niveaux de sollicitations thermiques mesurés dans les applications de freinage. Le modèle transitoire, contrairement aux modèles en stabilité, peut intégrer cette évolution des propriétés matériaux en température. Le tableau 3.3 présente les valeurs retenues ici des propriétés matériaux du disque et de la garniture à plusieurs températures. Dans le modèle transitoire, la dépendance des propriétés à la température est intégrée par interpolation linéaire des propriétés à partir de ce tableau, comme tracé pour les paramètres clefs figures 3.4. Dans les modèles suivants,  $\rho$  et  $c_p$  sont considérés constants.

Il est à noter ici que l'étude de la stabilité du système ne peut pas être faite à partir de la vitesse critique, puisqu'elle peut évoluer en fonction de la dépendance des propriétés matériaux à la température. L'étude est faite à partir de l'évolution de l'amplitude de la perturbation pour une configuration donnée (matériaux fonte et organique), en fixant  $n = 6$ ,  $V = 2 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $P = 1 \text{ MPa}$ , et  $f = 0.4$  (soit  $A = 0.28$  et  $Va_2/k_2 = 770$ ). Rappelons qu'avec les propriétés du disque et des garnitures à  $T = 20^\circ\text{C}$ , le système est stable ( $V_{crit} = 2.9 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $Va_2/k_2 = 1117$ ) (cf figure 3.1).

TABLEAU 3.3 – Propriétés matériaux en température (T=20°C, 200°C, 400°C), propriétés adaptées de (RAPONTCHOMBO OMANDA, 2019)

	Composant	E (Nm <sup>-2</sup> ) ×10 <sup>9</sup>	$\nu$	K (W.m <sup>-1</sup> °C <sup>-1</sup> )	k (m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ) ×10 <sup>-6</sup>	$\alpha$ (°C <sup>-1</sup> ) ×10 <sup>-6</sup>	$\rho$ (kg m <sup>-3</sup> )
"2"	Disque (T = 20°C)	100	0.25	48	13.9	10	7200
	Disque (T=200°C)	91	0.25	46.5	10.4	10.5	7200
	Disque (T=400°C)	81	0.25	42.8	9.6	11.1	7200
"1"	Garniture (T = 20°C)	0.53	0.25	0.5	0.27	6.5	2216
	Garniture (T = 200°C)	0.35	0.25	0.54	0.30	21.8	2216
	Garniture (T = 400°C)	0.2	0.25	0.55	0.35	21.8	2216

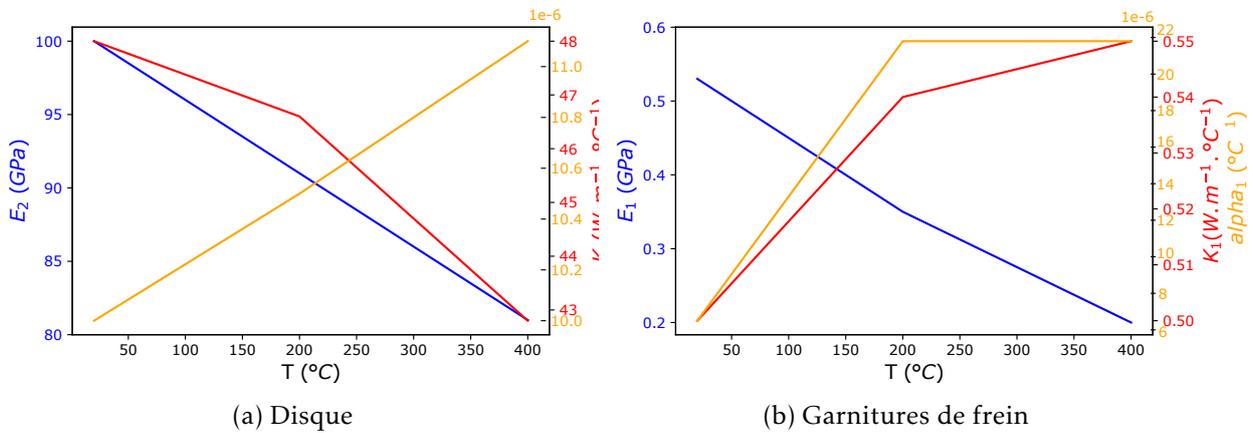
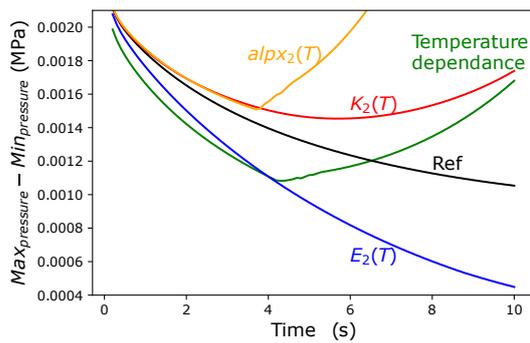
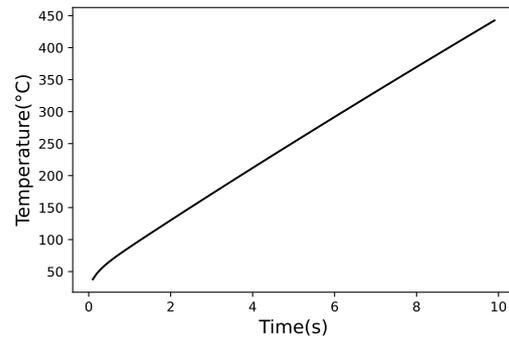


FIGURE 3.4 – Évolution des propriétés matériaux du disque (a) et de la garniture (b) en fonction de la température

**Coté disque** La figure 3.5 montre l'évolution de l'amplitude de la perturbation dans le champ de pression de contact pour le cas de référence avec propriétés matériaux indépendants de la température (T = 20°C, nommé "Ref" en noir), et les cas où les propriétés matériaux du disque sont dépendants de la température. La courbe verte correspond au cas où les propriétés matériaux sont dépendantes de la température. Les courbes bleu, rouge et jaune correspondent respectivement à la variation de l'amplitude de la pression lorsque uniquement le module d'Young, la conductivité thermique ou le coefficient de dilatation thermique sont dépendants de la température. Le cas de référence montre bien un cas "stable", car l'amplitude de la perturbation décroît avec le temps. Le cas "temperature dependance" montre 2 phases. Une première phase avec une décroissance de l'amplitude de la perturbation jusque t = 4s où la température surfacique du disque atteint environ 200 °C puis une élévation de l'amplitude de la perturbation. Ce changement de comportement est en lien avec l'évolution de la propriété en température notamment  $\alpha_2$  et  $K_2$ . La décroissance initiale plus forte est liée à la diminution de E<sub>2</sub>.



(a) Évolution de la perturbation



(b) Élévation de température en surface du disque au cours du temps

FIGURE 3.5 – (a) Comparaison de l'amplitude de la perturbation dans le champ de pression en fonction du temps pour le cas de propriétés matériaux indépendants de la température, et celui dépendant. (b) Élévation temporelle de la température de surface dans le cas de référence (courbe noire).

**Coté garniture** Un raisonnement similaire peut être fait à partir de la dépendance à la température des propriétés matériaux de la garniture ("1") figure 3.4. Les calculs sont lancés dans les mêmes conditions que précédemment ( $P = 1 \text{ MPa}$ ,  $V = 2 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $n = 6$ ). Le cas de référence, identique à celui de la figure 3.5 (courbe noire), est stable. De la même façon que précédemment les courbes vertes, bleu, rouge et jaune correspondent respectivement à l'élévation de l'amplitude de la perturbation pour le cas où les propriétés matériaux de la garniture sont dépendants de la température, et les cas où uniquement le module d'Young, la conductivité ou la dilatation thermique de la garniture sont dépendants de la température. Le modèle avec des propriétés matériaux dépendants de la température est instable. L'augmentation de la conductivité thermique et du coefficient de dilatation thermique à la température favorise l'apparition des localisations thermiques (diminue  $V_{crit}$  pendant le freinage), contrairement à la diminution de la rigidité qui a l'effet inverse (stabilise le système).

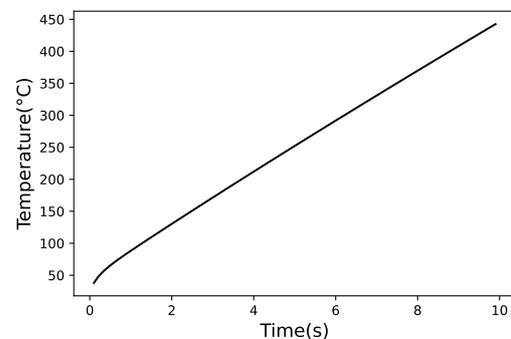
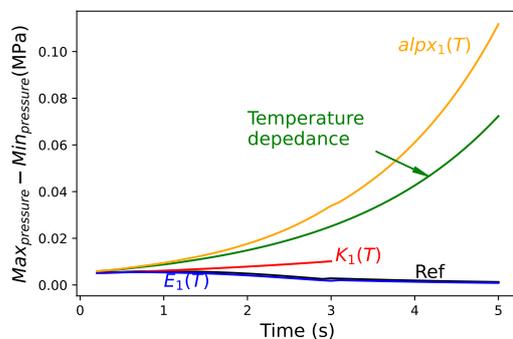


FIGURE 3.6 – (a) Comparaison de l'amplitude de la perturbation dans le champ de pression en fonction du temps pour le cas de propriétés matériaux indépendants de la température (cas ref), et ceux dépendants. (b) Élévation temporelle de la température de surface dans le cas de référence (courbe noire).

La dépendance des matériaux à la température diminue sensiblement la stabilité du système au cours du freinage. Il est donc important de prendre en compte cette dépendance.

### 3.1.3 Comportement plastique des matériaux

Les fortes sollicitations thermomécaniques peuvent induire un écoulement plastique au niveau du disque. Cet effet est ici investigué avec la prise en compte d'un comportement élastoplastique pour le disque, rendu possible par l'approche transitoire (modèle d'écrouissage cinématique linéaire), dont la limite élastique et module d'écrouissage sont adaptés pour limiter le temps de calcul ( $E_2 = 100e3 \text{ MPa}$ ,  $R_e = 24 \text{ MPa}$ , Module tangent d'écrouissage =  $0.035e3 \text{ MPa}$ ) (figure 3.7). La configuration choisie est celle de référence des paragraphes précédents, soit  $n = 6$ ,  $V = 2 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $P = 1 \text{ MPa}$  et  $f = 0.4$  (courbe noire figure 3.5). La réponse du système à la perturbation est "stable". Les matériaux (fonte et organique) sont choisis indépendants de la température.

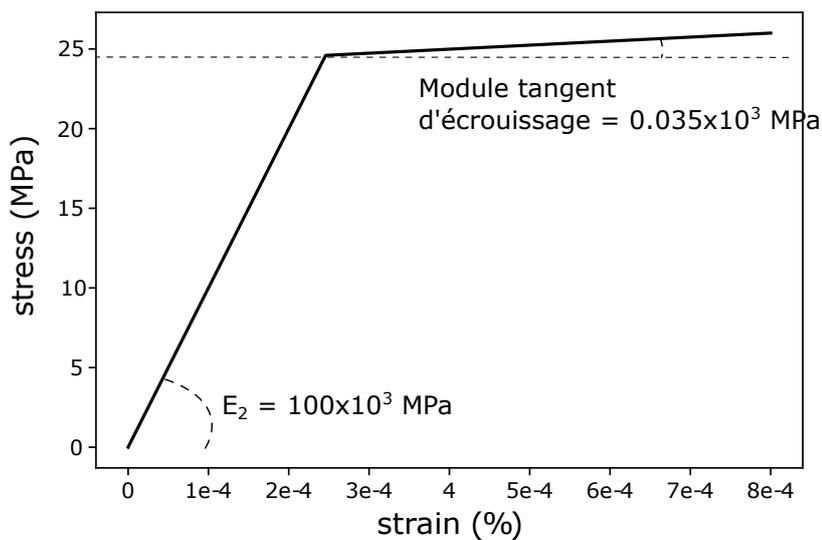
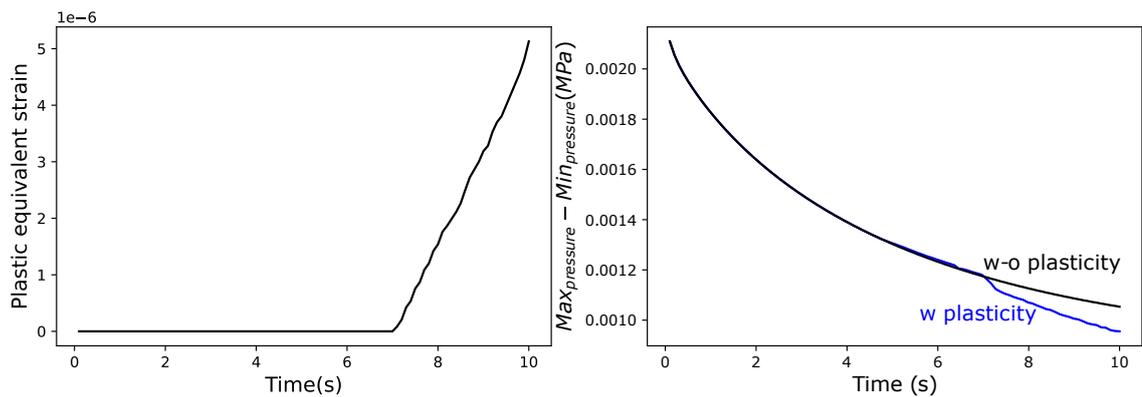


FIGURE 3.7 – Modèle de comportement élastoplastique du disque

La figure 3.8 trace l'évolution temporelle de la température, de la déformation plastique équivalente en surface du disque, de l'amplitude de la perturbation ainsi que le profil de température à  $t = 7 \text{ s}$  (apparition plasticité). A cet instant ( $t = 7 \text{ s}$ ), la température maximale en surface du disque est des  $350 \text{ °C}$ , avec un gradient thermique dans le disque d'environ  $60 \text{ °C}$  et dans la garniture de  $300 \text{ °C}$ . A l'apparition de la plastique ( $T = 7 \text{ s}$ ), la perturbation s'atténue plus vite. Une analogie peut être faite avec une baisse de la rigidité du disque, qui tend à augmenter la vitesse critique, donc d'avoir un taux d'accroissement  $b$  de la perturbation plus faible.



(a) Déformation plastique en surface du disque (b) Amplitude de la perturbation dans la pression

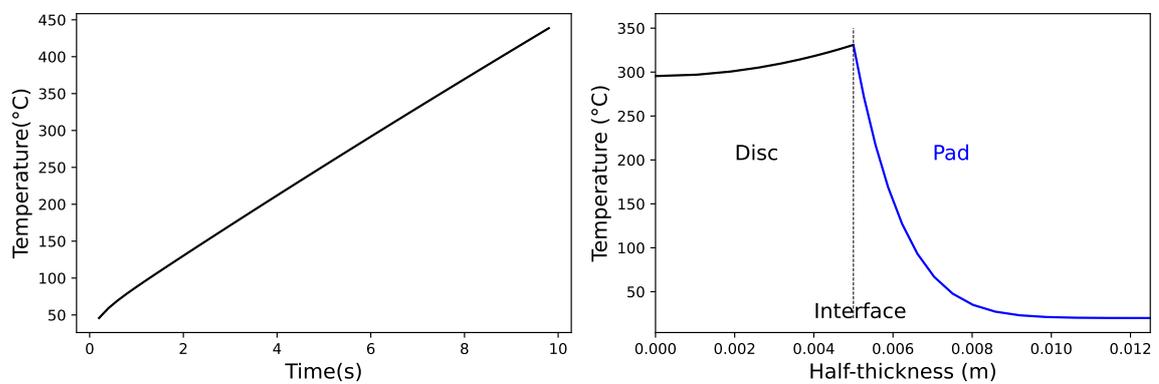
(c) Evolution temporelle de la température en surface du disque (d) Profil thermique dans le disque et la garniture à  $t = 7s$ 

FIGURE 3.8 – Évolution temporelle de (a) sollicitation en température, (c) de la déformation plastique équivalente et (d) de l'amplitude de la perturbation dans le champ de pression au cours du temps. (b) Profil de température dans le disque et la garniture.

### 3.1.4 Synthèse

Les propriétés matériaux sont l'un des principaux facteurs d'influence sur la vitesse critique. Trois principales conclusions sont apportées grâce au modèle transitoire :

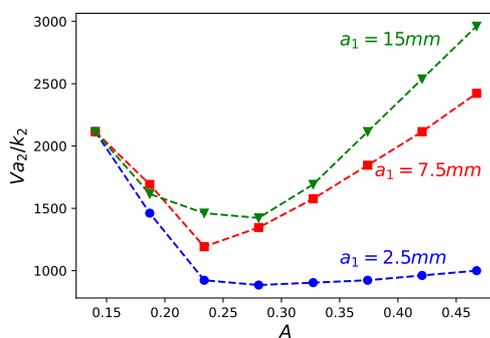
- Le minimum de vitesse critique est fortement influencé par la conduction et le coefficient de dilatation thermique du disque, ainsi que par la rigidité des 2 premiers corps.
- La dépendance des matériaux à la température peut rendre instable le système au cours du freinage. Notamment l'évolution du coefficient de dilatation thermique et de la conduction avec la température.
- Le comportement élastoplastique des matériaux, atteint à des forts niveaux de sollicitation thermomécanique, tend à diminuer l'évolution de l'amplitude de la perturbation et à stabiliser le système.

## 3.2 Influence de la géométrie sur la vitesse critique

La géométrie des corps en contact ainsi que leurs conditions aux limites peuvent modifier la stabilité du système. Par exemple, Afferrante montre que plus le ratio des demi-épaisseurs  $a_1/a_2$  (épaisseurs garnitures sur épaisseur disque) augmente, plus la vitesse critique augmente (AFFERRANTE et al., 2003a). Cette partie étudie l'influence de la géométrie et des conditions aux limites sur la vitesse critique. Dans un premier temps, l'influence de l'épaisseur des premiers corps sur la vitesse critique est étudiée, en y montrant les mécanismes d'influence. Puis le modèle 2D est étendu à un modèle 3D pour montrer l'influence sur la vitesse critique des conditions aux limites sur le disque (moyeu) et sur la garniture (plaques arrières). Dans cette partie, les matériaux utilisés sont la fonte et l'organique et les propriétés sont considérées comme constantes avec la température (propriétés matériaux à  $T = 20^\circ\text{C}$ , tableau 3.1).

### 3.2.1 Modification de l'épaisseur des 2 premiers corps

La figure 3.9 compare l'évolution de la vitesse critique pour 3 épaisseurs de garniture, à épaisseur de disque fixe ( $a_2 = 5 \text{ mm}$ ). Autour du minimum de vitesse critique, plus l'épaisseur de garniture diminue, plus la vitesse critique diminue. Pour des faibles nombres de localisations, les vitesses critiques sont néanmoins les mêmes. Ce résultat est en accord avec Afferrante, qui ajoute que les vitesses critiques sont aussi identiques pour des grands nombres de localisations (AFFERRANTE et al., 2003a) non calculés sur la figure 3.9. Pour les épaisseurs de garnitures comparées ici, la température à l'interface, illustrée par le profil de température à  $t = 5 \text{ s}$  dans le disque figure 3.10, est identique. En effet, les garnitures sont faiblement conductrices et suffisamment épaisses pour ne pas changer la température à l'interface. Il a noté que les conditions aux limites sur les garnitures de frein couplent les déplacements suivant  $u_y$  (direction normale au contact) à l'arrière des garnitures. L'influence sur la vitesse critique est ici d'origine mécanique. La diminution de l'épaisseur de la garniture tend à favoriser le mécanisme de flexion discuté dans le chapitre 2, et diminue ainsi la vitesse critique.



cas antisymétrique

L (m)	$2 * \pi * 0.1$
a2 (m)	5e-3
Pression (MPa)	1
f	0.4
Disque	Fonte
Plaquettes	Organique
Modèle 2D	Contraintes planes

FIGURE 3.9 – Variation de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde pour plusieurs demi-épaisseurs de garnitures  $a_1$ .

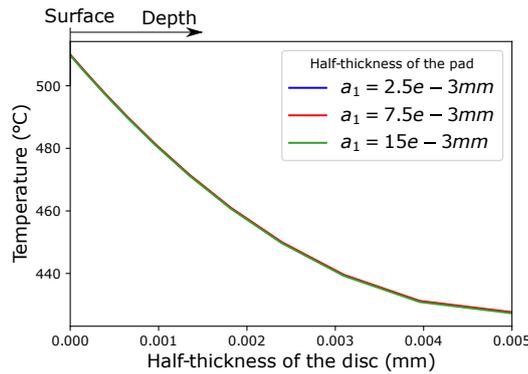
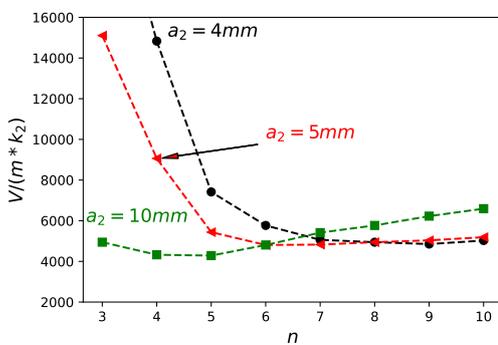


FIGURE 3.10 – Profil de température dans le disque à  $t = 5s$  pour 3 épaisseurs de garnitures.

La figure 3.11 montre l’influence de l’épaisseur du disque sur la vitesse critique pour une demi-épaisseur de garniture fixe ( $a_1 = 7.5e^{-3} mm$ ). Les autres conditions sont identiques à celles de la figure précédente. Il est à noter que sur l’abscisse l’adimensionnement en  $A = m * a_2$  n’est pas fait ici, pour permettre une comparaison des courbes, et sur l’ordonnée l’adimensionnement sans  $a_2$  est appliqué (adimensionnement différent de celui de la figure 3.9). Pour un nombre de localisations faible, l’augmentation de l’épaisseur du disque entraîne une diminution de la vitesse critique. Cet effet s’inverse pour des nombres de localisations élevés. Le nombre de localisations au minimum de la vitesse critique pour chaque courbe diminue avec l’augmentation de l’épaisseur.



(a) Vitesse critique

cas antisymétrique	
L (m)	$2 * \pi * 0.1$
a2 (m)	$5e^{-3}$
Pression (MPa)	1
f	0.4
Disque	Fonte
Plaquettes	Organique
Modèle 2D	Contraintes planes

FIGURE 3.11 – Variation de la vitesse critique en fonction du nombre d’onde pour plusieurs demi-épaisseurs de disque

La modification de la demi-épaisseur du disque modifie la température dans la profondeur du disque ainsi que la raideur du disque. La figure 3.12 montre le profil de température dans le disque à  $t = 5 s$  pour les 3 épaisseurs de disque. La configuration est  $n = 6$  et  $V = 5m.s^{-1}$  ( $V/(mk_2) = 6866$ , les 3 cas sont instables). Comme les disques sont suffisamment conducteurs, la diminution de l’épaisseur du disque entraîne pour des disques fins une augmentation de la température en surface et un gradient de température en profondeur plus faible. La température en surface pour le cas  $a_2 = 5 mm$  est plus grande que celle pour  $a_2 = 4 mm$ . Cet effet est dû à

l'accroissement de la perturbation, plus grande pour  $a_2 = 5 \text{ mm}$ , car sa vitesse critique est plus faible. Le gradient thermique en profondeur influence la contrainte thermomécanique d'origine thermique dans le sens longitudinale et donc la vitesse critique. Ce mécanisme permet d'expliquer la différence de vitesse critique pour les disques de  $4 \text{ mm}$  et  $5 \text{ mm}$ . Le second mécanisme est lié à la réponse du système face à la sollicitation avec l'influence de la raideur en flexion du disque. Ce mécanisme, décrit dans le chapitre précédent, partie 2.2.2, permet d'expliquer la différence de vitesse critique entre les disques fins et les disques d'épaisseur plus importante. Ce mécanisme explique aussi la diminution du nombre de localisations avec l'augmentation de l'épaisseur du disque.

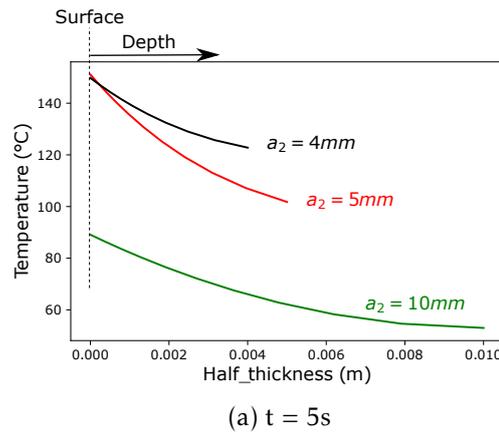


FIGURE 3.12 – Profil de température dans le disque à  $t = 5 \text{ s}$  pour 3 demi-épaisseurs de disque pour  $n = 6$  et  $V = 5 \text{ m.s}^{-1}$  ( $V/(mk_2) = 6866$ , les 3 cas sont instables).

### 3.2.2 Extension à une géométrie 3D

Le modèle 3D est construit à partir d'une géométrie de disque complètement symétrique afin d'éviter, dans un premier temps, une dissymétrie de la sollicitation (mise en cône ...). Il s'agit d'une géométrie simplifiée constituée d'un disque en fonte ( $\text{Rayon}_{\text{interieur}} = 0.0955 \text{ m}$ ,  $\text{Rayon}_{\text{exterieur}} = 0.115 \text{ m}$ ,  $a_2 = 0.005 \text{ m}$ ) en contact avec 2 garnitures en matériau organique ( $\text{Rayon}_{\text{interieur}} = 0.0975 \text{ m}$ ,  $\text{Rayon}_{\text{exterieur}} = 0.113 \text{ m}$ ,  $a_2 = 7.5e-3 \text{ m}$ ). Le rayon moyen de frottement est de  $0.1 \text{ m}$  et la largeur de frottement est de  $0.016 \text{ m}$ . La garniture est légèrement moins large que le disque afin d'éviter des potentiels problèmes d'effet de bord ( $lrg_{\text{garnitures}} = 0.016 \text{ m}$ ). Le paramètre  $lrg$  est introduit comme étant la largeur de contact, soit ici identique à la largeur des garnitures. Puis une révolution suivant l'axe  $z$  est appliquée sur la tranche du disque pour obtenir la géométrie 3D (figure 3.14).

Les éléments 3D sont décrits par 8 nœuds avec comme degré de liberté  $(u_x, u_y, u_z, T)$  (ANSYS). Au niveau du disque, suivant le rayon, les éléments ont une taille de  $2 \text{ mm}$ . Le maillage en profondeur est évolutif pour rendre compte du gradient thermique (proche du contact :  $0.1 \text{ mm}$ , au centre du disque :  $0.5 \text{ mm}$ ). Le maillage circonférentiel est décrit par un minimum de 120 éléments afin de rendre compte de la description de la perturbation sinusoïdale. L'interface entre les garnitures et le disque est gérée par un algorithme de contact type Lagrangien augmenté (« Ansys Product Help », s. d.), avec possibilité de décollement. Les paramètres de ce contact

sont repris de l'étude du contact chapitre 2. Le modèle thermique est basé sur une continuité de la température à l'interface. Un moyeu est ajouté à la géométrie annulaire afin d'imposer des conditions aux limites plus réalistes. Des conditions de fixations en  $(r, \theta, z)$  sont appliquées sur les nœuds centraux du moyeu (flèches violettes figure 3.13b). Les nœuds aux extrémités des plaquettes sont couplés suivant  $u_z$  afin de rester dans des conditions identiques au modèle 2D (simule une plaque arrière rigide et non-conductrice). Dans la suite, on discutera 2 géométries : une configuration annulaire (modélisée par un moyeu très souple et non conducteur pour éviter les modes de corps rigides) et une configuration avec prise en compte du moyeu de fixation.

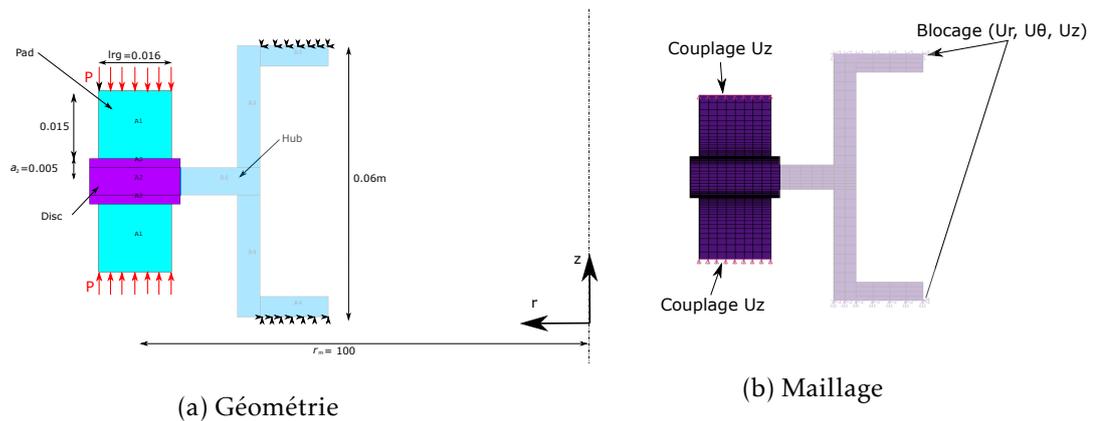


FIGURE 3.13 – Géométrie 2D et conditions aux limites.

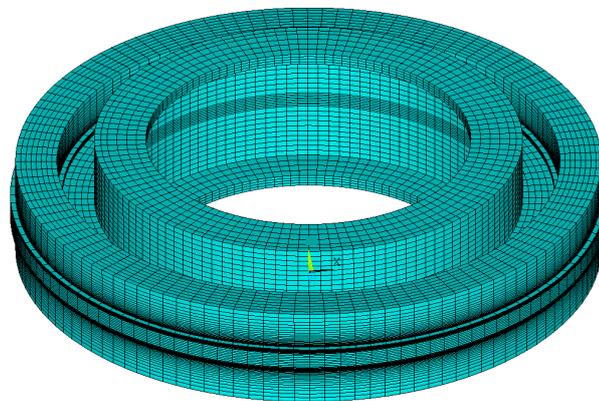


FIGURE 3.14 – Géométrie 3D obtenue à partir de la géométrie 3.13

Une pression  $P$  est appliquée sur les nœuds à l'arrière des garnitures. L'algorithme de résolution est identique à celui proposé dans le chapitre 2. Le flux initial de chaleur imposé aux interfaces est calculé par rapport à la vitesse de glissement, à la pression de contact (supposée uniforme) appliquée, au coefficient de frottement et au rayon de glissement. Cela conduit à un flux de chaleur non uniforme selon la direction radiale (figure 3.15). De la même façon que pour le modèle 2D, la perturbation est introduite dans le flux de chaleur au niveau du contact. Sur la figure 3.15, l'ajout de la perturbation est visible, avec ici un mode imposé  $n = 6$ . Le système est

symétrique sur l'autre face de contact.

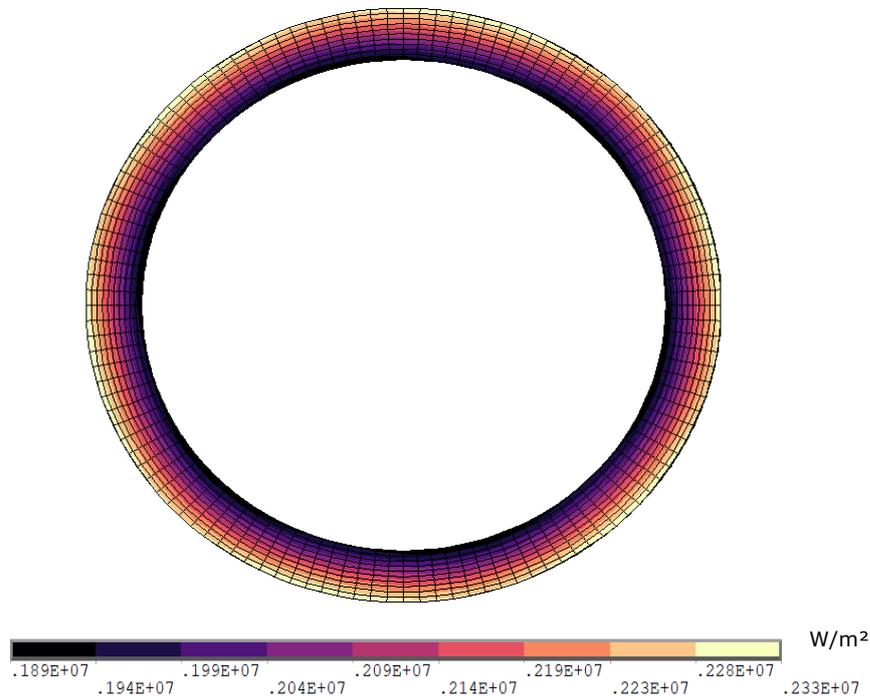
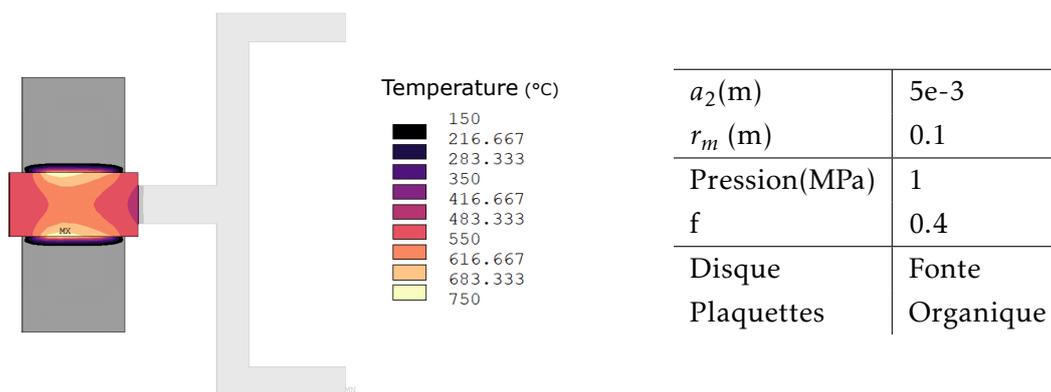


FIGURE 3.15 – Application du flux surfacique initial à l'interface avec  $P = 1\text{MPa}$ ,  $w = 50\text{rad/s}$ ,  $f = 0.4$ .

### 3.2.3 3D et comparaison au 2D angulaire.

Géométrie	CL disque "2"	CL garnitures "1"
3D	Moyeu non-conducteur, très souple ( $E_{moyeu} \ll E_2$ )	Couplage suivant $z$ (normale) (équivalent à plaques arrières rigide non-conductrices)

Les dimensions  $r_m$  et  $a_2$  sont identiques à celles utilisées pour la construction du modèle 2D chapitre 2 (2D :  $L = 2 * \pi * 0.1\text{ m}$  et  $a_2 = 5e - 3\text{ m}$ ). Les matériaux sont aussi identiques à ceux du chapitre 2, soit un disque en fonte et des garnitures en matériau organique. Afin de comparer par rapport au 2D, on considère ici une géométrie anneau/anneau. La géométrie 3D a un moyeu central, non considéré dans le modèle 2D, qui risque de modifier la vitesse critique et de fausser les résultats de comparaison du modèle 2D et 3D. Pour éviter son influence et comparer efficacement les vitesses critiques, le moyeu est considéré non-conducteur ( $K_{moyeu} = 0\text{ W m}^{-1}\text{ °C}^{-1}$ ) et très souple ( $E_{moyeu} = 10\text{ MPa} \ll E_{disque}$ ). Dans cette configuration, pour un calcul avec un flux uniforme dans la circonférence (sans perturbation), le champ thermique à  $t = 5\text{ s}$  est tracé figure 3.16. La température (et la pression de contact associée) est localisée au centre du disque à cause des phénomènes de dilatations thermiques (cf phénomène de bande chaude paragraphe 1.2.2).

FIGURE 3.16 – Température dans le disque de frein à  $t = 5s$ 

Avec l'introduction de la perturbation, la comparaison des modèles 2D et 3D est faite en vitesse critique en fonction du nombre d'ondes. La figure 3.17 trace la vitesse critique en fonction du nombre de perturbations pour la géométrie 2D sous hypothèses de contraintes planes et de déformations planes et pour la géométrie 3D. La courbe de vitesse critique du modèle 3D est comprise entre celle du modèle 2D sous hypothèse de contraintes planes et celle du modèle 2D sous hypothèse de déformations planes, sauf pour des  $A$  faible. Ce résultat est en accord avec les études dans la bibliographie (Yi et al., 1999). La limite de l'encadrement de la solution 3D par les hypothèses de déformations planes/contraintes planes pour les  $A$  faibles peut être liée à la souplesse en flexion du modèle 3D qui est supérieur au modèle 2D.

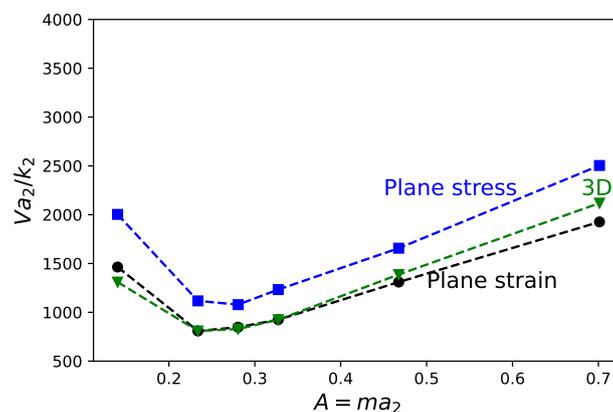


FIGURE 3.17 – Comparaison des modèles 2D et 3D en vitesse critique

### 3.2.4 Influence des conditions aux limites du disque et des garnitures

Les systèmes de freinage comportent dans tous les cas un moyeu et une plaque support derrière les garnitures. Ces éléments, à géométrie variable d'un frein à l'autre, peuvent modifier la réponse du système face à la perturbation introduite. Dans la suite, la stabilité du système est discutée en fonction de ces conditions aux limites, côté garniture de frein avec la prise en compte d'une plaque arrière et côté disque avec la prise en compte du moyeu.

### Conditions aux limites sur les garnitures

Géométrie	CL disque "2"	CL garnitures "1"
3D	Moyeu non-conducteur, très souple ( $E_{moyeu} \ll E_2$ )	<b>Plaques arrières en acier</b> (élastiques, conductrices, libre en déplacement)

Dans les parties précédentes, un couplage suivant  $z$  est imposé sur les nœuds aux extrémités des garnitures pour représenter une plaque support infiniment rigide et non-conductrice. Cette hypothèse est relâchée par l'introduction de plaques de support déformables et conductrices en acier d'épaisseur  $5\text{ mm}$  derrière la garniture (figure 3.18). Les plaques arrières sont laissées libres (sans blocage ni couplage) et l'interface entre les plaques et les garnitures est assurée par une continuité de maillage. La pression, auparavant appliquée sur les garnitures, est maintenant appliquée à l'arrière des plaques support. Le reste de la géométrie, les conditions aux limites (moyeu non-conducteur et très souple) et les hypothèses sont identiques à l'étude menée au paragraphe précédent.

TABLEAU 3.4 – Propriétés matériaux de la plaque arrière

Pièce	Matériau	E $\text{Nm}^{-2}$ $\times 10^9$	$\nu$	K $\text{W m}^{-1} \text{°C}^{-1}$	k $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ $\times 10^{-6}$	$\alpha$ $\text{°C}^{-1}$ $\times 10^{-6}$
Plaque support	Acier	210	0.3	54	12.98	12

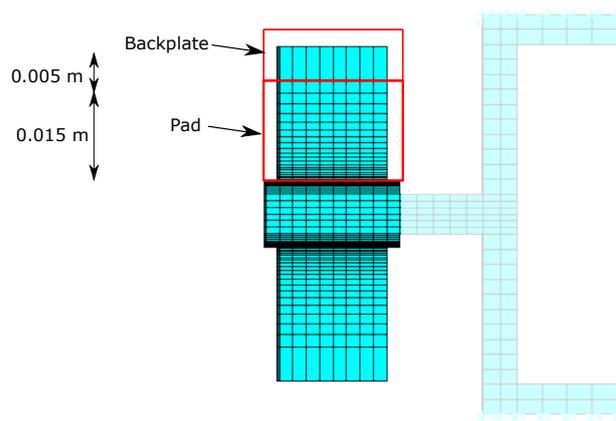


FIGURE 3.18 – Géométrie 3D avec plaques arrières.

La figure 3.19 compare le modèle avec une plaque support rigide et non-conductrice (appliquée par des conditions aux limites) et le cas avec une plaque support élastique conductrice. L'élasticité des plaques support augmente la vitesse critique et décale son minimum vers un nombre de localisations plus grand. La vitesse critique au niveau du minimum sur les 2 courbes

passé de  $\omega = 21.5 \text{ rad.s}^{-1}$  pour  $n = 6$  ( $A = 0.28$ ) dans le cas sans plaques de support à  $\omega = 40 \text{ rad.s}^{-1}$  pour  $n = 8$  ( $A = 0.4$ ). La plaque support diminue la rigidité globale de l'ensemble garniture+plaque support et influe sur la stabilité du système avec une vitesse critique plus élevée. Un parallèle à l'étude de l'influence de  $E_1$  vue au chapitre 2 (figure 2.11) peut être fait. Les résultats ont montré que diminuer la rigidité de la garniture ( $E_1$ ) augmente la vitesse critique et décale le minimum.

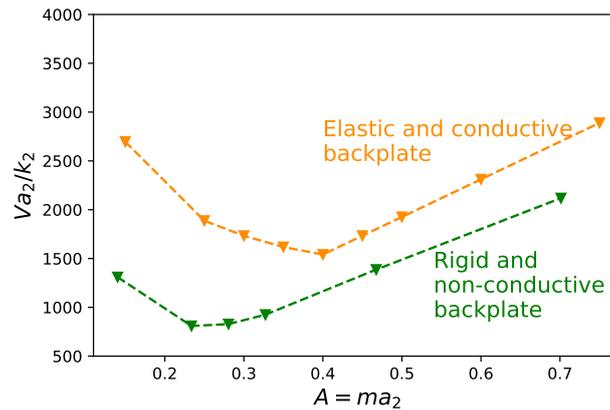


FIGURE 3.19 – Comparaison du modèle 3D avec et sans (conditions de couplage) plaque arrière.

La rigidité à l'arrière de la garniture de frein a un effet important sur les vitesses critiques. Un système raide derrière les garnitures tend à diminuer les vitesses critiques et diminuer le nombre de localisations au niveau du minimum de vitesse critique.

### Conditions aux limites sur le disque

Il existe différents types de fixation au niveau du disque, des moyeux symétriques ou antisymétriques. L'effet de la liaison du disque à l'axe avec la prise en compte d'un moyeu en fonte est investigué ici. Le cas d'un moyeu symétrique est traité ici, comme représenté figure 3.18.

**Moyeu élastique conducteur** Dans les freins, le moyeu et le disque sont au plus souvent qu'une seule pièce, donc en même matériau. Les propriétés matériaux utilisées pour le moyeu seront donc celle du disque, de la fonte.

Géométrie	CL disque "2"	CL garnitures "1"
3D	<b>Moyeu en fonte</b>	Plaques support en acier élastiques, conductrices

La figure compare la vitesse critique dans le cas d'un moyeu non-conducteur et très souple (10MPa courbe orange) avec le cas d'un moyeu en fonte (courbe noire). Les conditions aux limites à l'arrière des garnitures sont les mêmes (plaques supports élastiques conductrices). L'introduction d'un moyeu conducteur et plus rigide augmente la vitesse critique. Le nombre

de localisations au minimum de vitesse critique n'est quant à lui pas modifié. Il est à noter un effet inverse à la partie précédente, la prise en compte de la rigidité du moyeu tend à augmenter la vitesse critique.

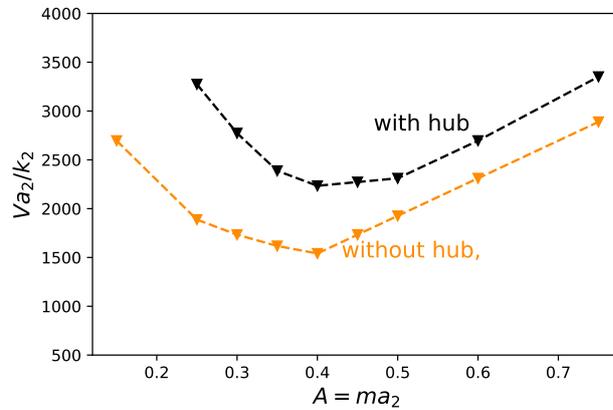


FIGURE 3.20 – Comparaison du modèle 3D avec et sans moyeu.

Le centre du disque est contraint par la présence du moyeu qui limite les déplacements hors plan du disque. Le phénomène peut être expliqué à partir de la modélisation 2D précédemment développé en simulant un cas extrême qui considère un couplage selon la direction axiale des nœuds au niveau du plan médian du disque (3.21a). Ces conditions de couplage permettent de simuler la présence d'un moyeu indéformable. La figure 3.21b compare l'évolution du taux d'accroissement de la perturbation en fonction de la vitesse pour les 2 conditions (avec et sans couplage), pour un nombre de perturbations égal à 6. Une vitesse critique plus élevée est obtenue avec prise en compte cette condition de couplage. Sur ce graphe, l'évolution du taux d'accroissement pour 2 valeurs de  $E_2$  est aussi tracé (sans condition de couplage) pour montrer que l'influence de la condition de couplage diffère de l'influence de la rigidité du disque sur la vitesse critique. Les mécanismes qui influent la vitesse critique ne sont pas les mêmes.

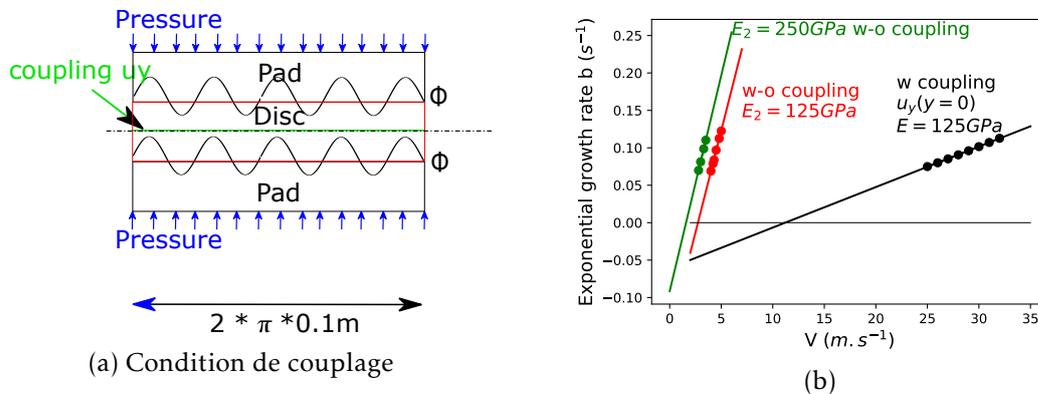


FIGURE 3.21 – (a) Modèle 2D. (b) Taux d'accroissement de la perturbation en fonction de la vitesse dans le cas sans et avec couplage des nœuds de la fibre neutre du disque, pour  $n = 6$

**Épaisseur du moyeu** Deux cas sont étudiés à partir de la géométrie de référence (n°1, et étudiée précédemment) avec plaque support et moyeu en fonte construite au paragraphe précédent dont l'évolution de la vitesse critique en fonction de  $A$  est tracée sur la figure 3.20 (courbe noire) : l'épaisseur de l'appui (géométrie 2) et la hauteur du moyeu (géométrie 3) (figure 3.22). Les dimensions géométriques modifiées sont répertoriées dans le tableau 3.5.

TABLEAU 3.5 – Dimension géométrique étudiée

Géométrie	$ep_{moy}(mm)$	$haut_{cyl}(mm)$
n°1	6	60
n°2	2	60
n°3	6	140

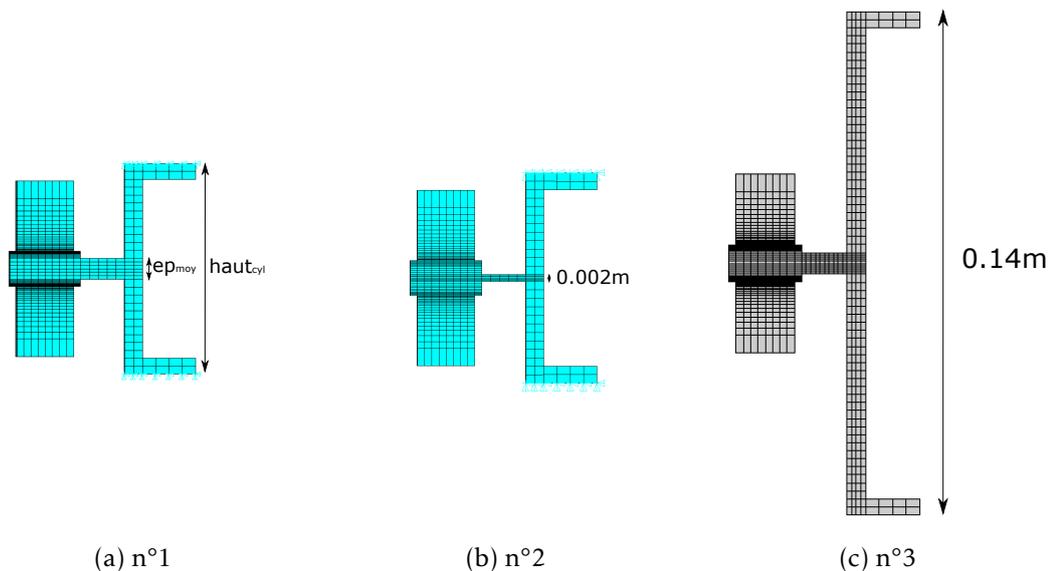


FIGURE 3.22 – Modification des dimensions géométriques du moyeu, avec plaque support et moyeu en fonte.

La figure 3.23 trace la vitesse critique en fonction du nombre d'ondes pour les 3 géométries. La n°1 (courbe noire) correspond au modèle de référence, la courbe bleue à la diminution de l'épaisseur du moyeu et la courbe rouge à l'augmentation de la hauteur du cylindre. La diminution de l'épaisseur du moyeu diminue la vitesse critique suivant un phénomène semblable à celui montré dans le paragraphe précédent. Lorsque le moyeu est fin, son influence sur la vitesse critique est faible qui tend vers le cas "without hub" figure 3.20.

La diminution de l'épaisseur du moyeu entraîne une diminution de la raideur et donc de la vitesse critique (en accord avec la discussion dans le paragraphe précédent).

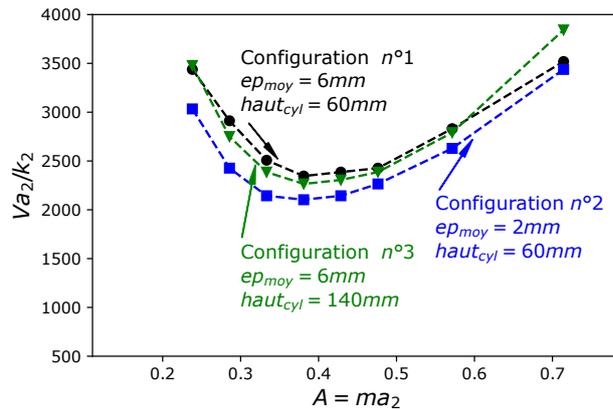
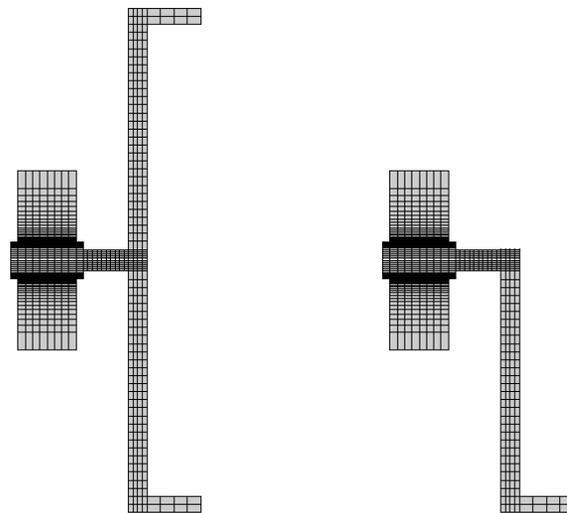


FIGURE 3.23 – Influence de la géométrie du moyeu sur la stabilité du système.

**Moyeu antisymétrique** Dans les freins, les moyeux sont plus souvent dissymétriques (3.24) pour des raisons d'encombrement et de fixation du disque de frein.

Géométrie	CL disque "2"	CL garnitures "1"
3D	<b>Moyeu en fonte dissymétrique</b>	Plaques de support en acier élastiques, conductrices



(a) Géométrie 3 - moyeu symé- (b) Géométrie 4 - moyeu dissymétrique

FIGURE 3.24 – Section de géométrie 3D avec moyeu dissymétrique et maillage associé.

La dissymétrie du moyeu engendre une mise en cône des pistes de frottement illustrées sur la figure 3.25 qui présente, dans un cas avec flux circonférentiellement uniforme, la répartition radiale de la température ainsi que le déplacement pour une vitesse de  $65 \text{ rad.s}^{-1}$  à  $t = 5 \text{ s}$ , dans le cas d'un moyeu symétrique et dissymétrique. Cette mise en cône induit une localisation radiale du contact, avec une température maximale de surface supérieure. La mise en cône est

constatée sur le déplacement hors plan ainsi que sur le champ de température avec un décalage des zones chaudes entre les 2 faces.

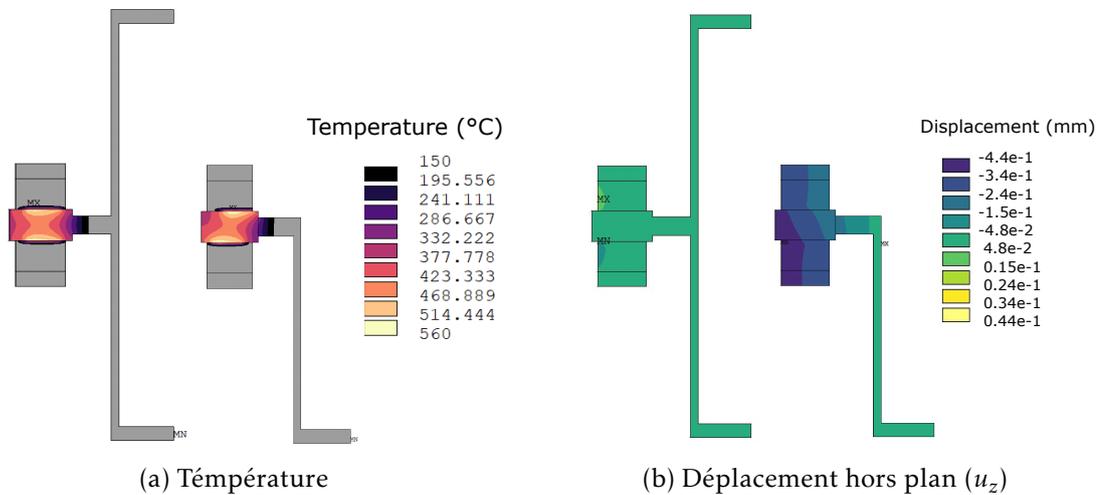


FIGURE 3.25 – Répartition radiale de la chaleur au bout de 50 pas de calcul (5s) pour des modèles soumis à un flux uniforme avec  $V = 65 \text{ rad.s}^{-1}$ ,  $P = 1 \text{ MPa}$ ,  $f = 0.3$

Avec l'introduction de la perturbation, la comparaison des modèles avec un moyeu symétrique ou dissymétrique est faite en vitesse critique en fonction du nombre de perturbations. La figure 3.26 montre que la vitesse critique est légèrement plus faible avec un moyeu dissymétrique au niveau du minimum de vitesse critique et égale pour des  $A$  plus grands. Cet effet est dû à la mise en cône du disque provoquée par la condition aux limites. Le moyeu dissymétrique apporte une rigidité en flexion un peu plus faible, avec plus de déformation du système, ce qui explique la diminution de vitesse critique pour des  $A$  faibles.

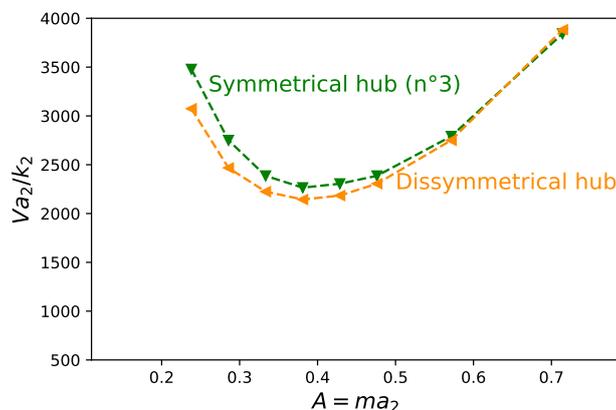


FIGURE 3.26 – Comparaison de la vitesse critique en fonction du nombre d'onde entre les configurations du moyeu symétrique / dissymétrique

### 3.2.5 Synthèse sur l'influence géométrie sur la stabilité

L'étude montre une forte influence de la géométrie sur la stabilité du système :

- Augmenter l'épaisseur de la garniture ( $a_1$ ) ou diminuer l'épaisseur du disque ( $a_2$ ) tend à augmenter la vitesse critique.
- L'introduction d'une plaque arrière élastique conductrice (conditions aux limites des garnitures) augmente, par rapport au cas d'une plaque arrière rigide non conductrice, la vitesse critique et décale le nombre d'onde  $A$  au minimum de la vitesse critique.
- L'ajout d'un moyeu (conditions aux limites du disque) augmente la vitesse critique.

La modification de la vitesse critique est liée à une influence mécanique sur la rigidité équivalente de la garniture et la capacité de déformation en flexion du disque.

### 3.2.6 Application sur une géométrie type automobile

Les simulations précédentes ont été réalisées sur un disque dont les dimensions correspondent à une géométrie simplifiée. Il est proposé une extension à la géométrie automobile posée par Tang au niveau de la géométrie et des conditions aux limites (TANG, 2017). Les différences principales avec le modèle précédents sont :

- Les matériaux, plus souples et plus conducteurs qui ont tendance à augmenter la vitesse critique. Une condition aux limites de fixation est appliquée sur les nœuds du moyeu. Les propriétés matériaux utilisées dans les simulations dans (TANG, 2017), supposées constantes avec la température, sont récapitulées dans le tableau 3.6.
- Les valeurs de la conductivité, du module d'élasticité de la densité et de la pression appliquée sont corrigées par rapport au modèle axisymétrique en tenant compte de la largeur angulaire des garnitures (arc des garnitures de  $\theta = 30^\circ$ ). Ces corrections ont pour but de conserver, entre le modèle avec des garnitures de  $30^\circ$  et le modèle axisymétrique :
  - une distribution comparable de la température
  - la même application de flux total
  - le même chargement mécanique
  - une distribution comparable du flux de chaleur et de la pression de contact
  - une énergie de déformation comparable.

La justification de ces corrections passe par la comparaison de l'application du flux  $\phi = PVf$ , de l'équation de la chaleur (équation 1.1) et de l'équation de la densité d'énergie de déformation  $U = \frac{1}{2}E\epsilon^2$  (TANG, 2017).

- Le moyeu est non symétrique par rapport au plan  $(r, \theta)$  du disque

Les éléments 3D sont décrits par 8 nœuds avec comme degré de liberté  $(u_x, u_y, u_z, T)$  (ANSYS). Le maillage en profondeur est de 0.5 mm proche de la surface et 1 mm au niveau du centre du disque. Le maillage sur la longueur du disque fait 5 mm.

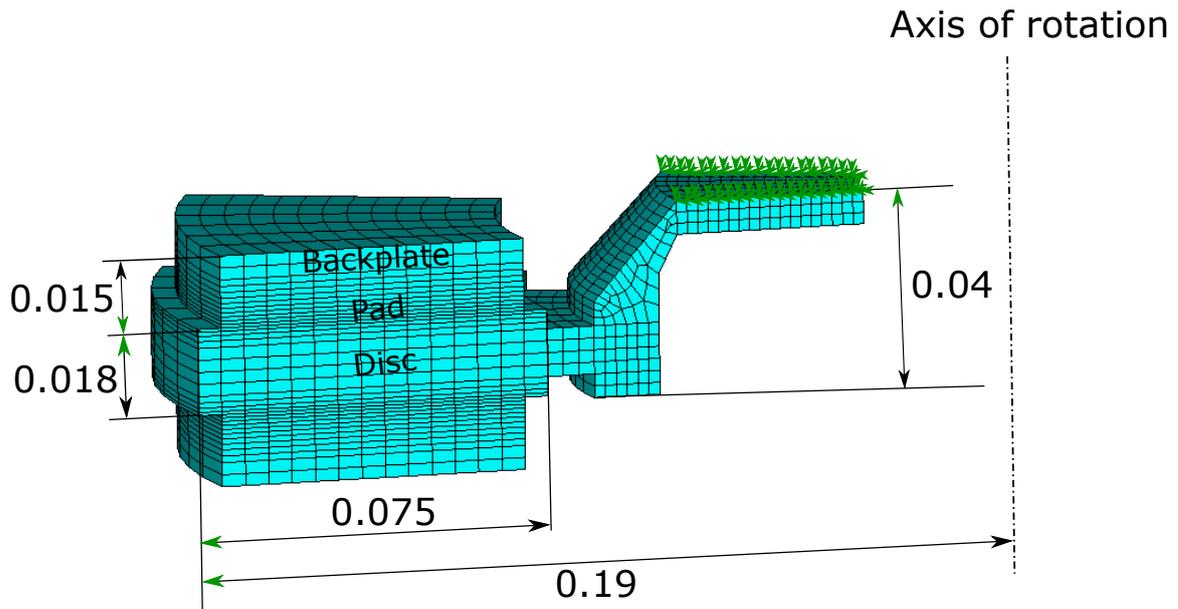


FIGURE 3.27 – Coupe sur un arc de  $20^\circ$  de la géométrie de disque de frein automobile et maillage associé (en  $m$ )

TABLEAU 3.6 – Propriétés matériaux

Composant	E $Nm^{-2}$ $\times 10^9$	$\nu$	K $Wm^{-1}^\circ C$	c $Jkg^{-1}K^{-1}$	$\alpha$ $^\circ C^{-1}$ $\times 10^{-6}$	$\rho$ $kgm^{-3}$
Disque ( $T = 20^\circ C$ )	100	0.25	48	480	10	7200
Garnitures	0.7	0.25	0.5	1000	10	1250
Plaque arrière	50	0.3	50	500	10	7800
Propriétés matériaux corrigées*( $\times \theta / 360$ )						
Garnitures*	0.058	0.25	0.042	1000	10	104.2
Plaque arrière*	4.2	0.3	17.5	500	11	650

Les conditions aux limites appliquées sont une fixation des nœuds sur le dessus du moyeu central. Les plaquettes (garnitures plus plaques supports) sont laissées libres. Une pression uniforme est appliquée à l'arrière des plaques supports. La pression appliquée derrière les plaques support est également corrigée en tenant compte de l'arc angulaire de la plaquette ( $30^\circ$ ),  $P = 0.06e5MPa$ . Les simulations sont réalisées avec un coefficient de frottement  $f = 0.38$ . La figure 3.28 trace la vitesse critique en fonction du nombre d'onde. Le minimum de vitesse critique est observé pour un nombre de 9 localisations ( $A = 0.52$ ), avec une vitesse critique de  $783tr/min$  ( $Va_2/k_2 = 8200$ ).

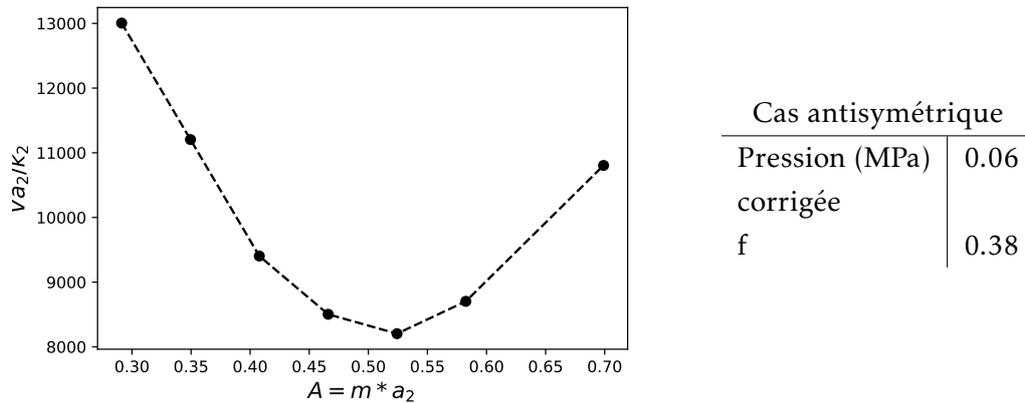


FIGURE 3.28 – Vitesse critique en fonction du nombre de localisations pour la géométrie automobile.

Pour le cas  $n = 9$  à une vitesse  $\omega = 954 \text{ tr.min}^{-1}$  (cas instable), la température au bout de 10s est tracée figure 3.29. La figure montre une mise en cône du disque et une localisation de la température sur l'extérieur de la zone de contact.

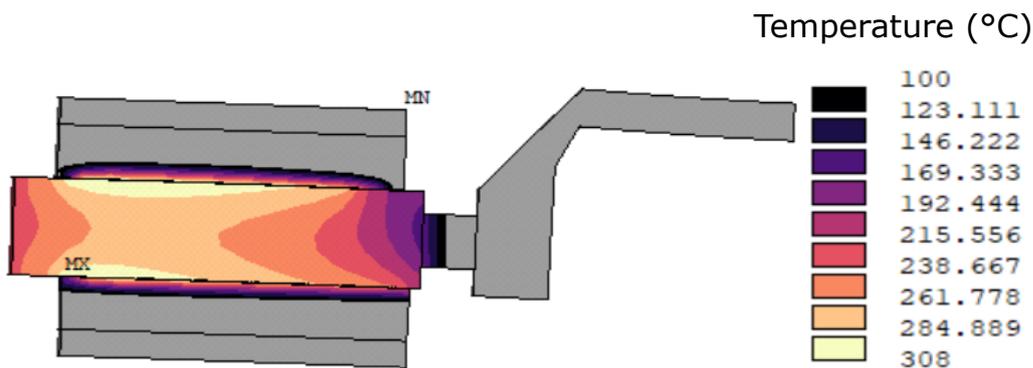
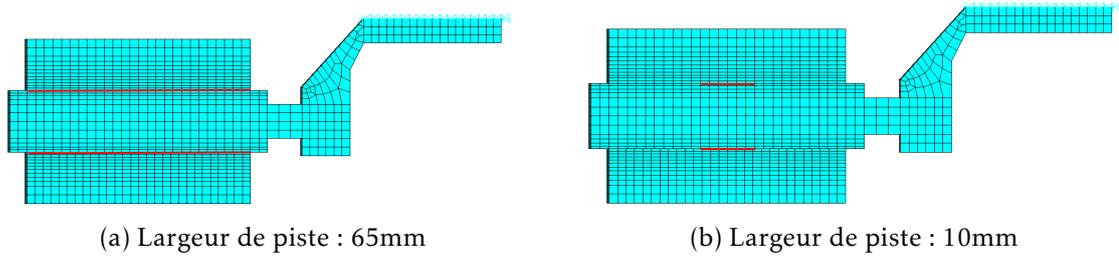


FIGURE 3.29 – Température dans le disque pour un calcul avec  $n = 9$ ,  $\omega = 100 \text{ rad.s}^{-1}$  au bout de 10s

### 3.3 Influence de la localisation du contact de type bande chaude sur les points chauds

A partir de la géométrie automobile présentée précédemment, une localisation radiale du contact est ajoutée. Il s'agit d'étudier son influence sur l'évolution de la vitesse critique (en rappelant que généralement les points chauds (localisations circonférentielles) apparaissent après les bandes chaudes (localisations radiales); cf chapitre 1). Afin de ne pas modifier le rayon moyen de la zone de contact, la portance est gardée autour du rayon moyen. Le contact est appliqué sur 2 largeurs de contact différents : 10 mm et 65 mm (figure 3.30). La largeur de contact de 65 mm correspond à la largeur complète traitée au paragraphe précédent.

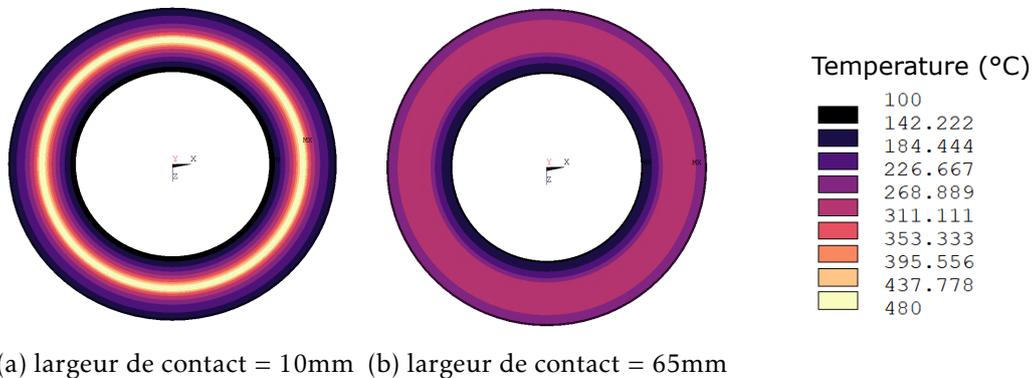


(a) Largeur de piste : 65mm

(b) Largeur de piste : 10mm

FIGURE 3.30 – Zone radiale d’application du contact et du flux initiale. Vue d’une tranche du disque et des plaquettes

La figure 3.31 présente à  $t = 5s$  la température sur une face du disque dans les 2 cas pour un calcul à  $\omega = 1700 \text{ tr.min}^{-1}$  avec un flux uniforme sur la circonférence. Il est constaté une différence de  $200^\circ\text{C}$  de la température maximale atteinte.



(a) largeur de contact = 10mm (b) largeur de contact = 65mm

FIGURE 3.31 – Champ thermique sur une face du disque à  $t = 5s$ , pour  $\omega = 1700 \text{ tr.min}^{-1}$  pour un calcul avec un flux circonférentiellement uniforme (sans perturbation) avec 2 différentes largeurs de contact.

Compte tenu des différents niveaux de température obtenus pour les 2 largeurs, il est proposé de prendre en compte l’évolution des propriétés matériaux avec la température (car, comme montré au paragraphe 3.1.2, celles-ci ont une influence sur l’évolution de la vitesse critique). Les propriétés matériaux utilisées pour le disque à  $T = 20^\circ\text{C}$  et à  $T = 200^\circ\text{C}$  sont répertoriées tableau 3.7.

TABLEAU 3.7 – Propriétés matériaux du disque à  $T = 20^\circ\text{C}$  et  $T = 200^\circ\text{C}$ , adapté de (RAPONTCHOMBO OMANDA, 2019).

Composant	E $\text{Nm}^{-2}$ $\times 10^9$	$\nu$	K $\text{W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}$	c $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	$\alpha$ $^\circ\text{C}^{-1}$ $\times 10^{-6}$	$\rho$ $\text{kg m}^{-3}$
Disque ( $T = 20^\circ\text{C}$ )	100	0.25	48	480	10	7200
Disque ( $T=200^\circ\text{C}$ )	91	0.25	46.5	620	10.5	7200

La courbe 3.32 compare la vitesse critique dans les 2 cas de largeur de contact à  $T = 20^\circ\text{C}$  et dans le cas avec une largeur de contact plus faible avec des propriétés matériaux à  $T = 200^\circ\text{C}$

(tableau 3.7). Plus la largeur de contact diminue, plus la vitesse critique augmente, donc plus le système est stable, avec une différence significative. Pour  $n = 8$  ( $A = 0.46$ ) où la vitesse critique est minimale, la prise en compte de la modification des propriétés matériaux pour un contact localisé sur une largeur de  $10\text{ mm}$  diminue la vitesse critique et celle-ci devient voisine à celle obtenue pour une largeur de  $65\text{ mm}$ . La dépendance des propriétés matériaux du disque et la forte sollicitation contrebalance l'effet de la localisation radiale de contact.

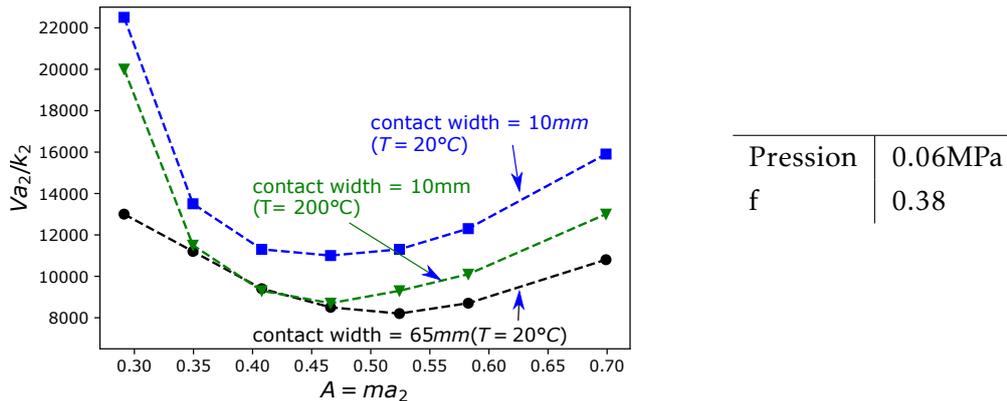


FIGURE 3.32 – Vitesse critique en fonction de  $n$  pour différentes largeurs de contact

Si la dépendance des propriétés matériaux de la garniture à la température avait été prise en compte ainsi que des propriétés matériaux à  $T = 400^\circ\text{C}$ , le système aurait été instable à une vitesse plus faible comme l'a montré l'étude des propriétés matériaux en début de ce chapitre. Le mécanisme de bandes chaudes favorise les instabilités thermoélastiques du disque, non directement à cause de la localisation du contact, mais indirectement par la sollicitation thermique et la dépendance des propriétés matériaux à la température qui tend à rendre le système instable.

### 3.4 Conclusion

La méthodologie transitoire en éléments finis développée dans le chapitre 2 est appliquée sur plusieurs géométries 2D et 3D permettant de tendre vers une configuration plus réaliste d'un frein à disque. Pour diminuer le coût des calculs, une géométrie simplifiée a tout d'abord été utilisée, puis une extension a été faite sur une géométrie de disque automobile. Des études paramétriques sur les matériaux, les dimensions géométriques des premiers corps ainsi que de l'ensemble de la géométrie (moyeu, étrier) ont souligné les effets de ces paramètres sur la vitesse critique. L'influence de la sollicitation a été étudiée géométriquement par la superposition d'une localisation radiale (bandes chaudes) et en intensité par la possibilité d'un écoulement plastique du matériau du disque.

L'étude sur les propriétés matériaux a montré un intérêt à considérer leur évolution en température, notamment la conductivité et le coefficient de dilatation thermique.

L'étude sur la géométrie a montré que l'ensemble du système de frein contribue à l'évolution d'une perturbation dans le système. On retrouve ici les tendances liées aux mécanismes mis en jeu dans les instabilités identifiées dans chapitre 2 (tableau 2.5) auxquels il faut ajouter :

Mécanisme	Paramètre	Évolution de la vitesse critique lorsque le paramètre augmente
Déformation hors plan de l'ensemble	Rigidité de fixation	Augmente

Plus la rigidité du moyeu est grande, plus la déformation hors plan, notamment de flexion pour le cas antisymétrique, est limitée et donc plus la vitesse de glissement critique augmente. L'étude de la superposition d'une bande chaude (largeur de contact réduit) tend à augmenter la vitesse critique (donc à stabiliser le système) en raison de la déformation hors plan entravée par les zones froides en rayon intérieur et extérieur. Néanmoins que la hausse de vitesse critique est contrebalancée par la dépendance des propriétés matériaux à la température, avec un poids plus important. Ainsi, en comparaison avec la configuration de référence (flux uniforme, propriétés constantes en température), celle avec localisations radiales tend à faire baisser la vitesse critique. Ce résultat est important, car conforme avec les observations pratiques d'apparition des points chauds en freinage (cf chapitre 1) généralement observé en présence de bandes chaudes.



# Mécanisme de propagation d'une perturbation locale

## Sommaire du présent chapitre

<b>4.1 Introduction</b>	<b>97</b>
<b>4.2 Introduction de la perturbation dans la déformée</b>	<b>98</b>
4.2.1 Méthodologie . . . . .	98
4.2.2 Perturbation périodique dans la déformée. . . . .	100
<b>4.3 Perturbation locale dans la déformée</b>	<b>101</b>
4.3.1 Mise en évidence de la propagation d'une perturbation locale . . .	102
4.3.2 Influence de la vitesse sur la propagation de la perturbation locale dans la déformée . . . . .	105
4.3.3 Influence de la taille de la perturbation locale dans la déformée. .	108
<b>4.4 Géométrie de frein et perturbation de type PWD</b>	<b>111</b>
4.4.1 Calcul de perturbation . . . . .	112
4.4.2 Propagation de la perturbation . . . . .	116
<b>4.5 Conclusion</b>	<b>118</b>

## 4.1 Introduction

La méthode des perturbations, communément employée pour l'étude des localisations thermiques de type points chauds macroscopiques considère une perturbation périodique sinusoïdale. Son évolution est regardée à travers la limite en stabilité du système (vitesse critique). Ce type de perturbation n'a pas de justification physique, or les systèmes comme les freins à disque présentent des imperfections géométriques ou de surface qui pourraient influencer la réponse thermomécanique. Dans l'approche PWD ("Progressive Waviness Distorsion"), la formation de points chauds macroscopiques est analysée suivant un processus évolutif de déformation

hors plan à partir d'un défaut géométrique de type battement hors plan. Dans cette approche, une transition d'une localisation unique vers nombre de points chauds multiples est montrée. Plusieurs imperfections initiales peuvent exister dans un système de frein à disque :

- Géométriques : Battement, DTV ("Disc Thickness Variation"), déformation hors plan sous chargement (couple, gradient thermique angulaire)
- Phénomènes surfaciques : état initial des surfaces, usure non-uniforme, dépôt de 3ème corps...

L'analyse transitoire précédemment développée permet d'appréhender l'intérêt de considérer une imperfection initiale réaliste, sur le processus d'instabilité et sur la quantification des déformées hors plan résultantes. Ce chapitre s'intéresse à l'étude de la réponse transitoire du système de frein à disque à partir d'une déformée initiale réaliste du disque. Dans un premier temps, un motif périodique est introduit afin de valider l'application d'une perturbation géométrique par comparaison avec la perturbation périodique dans le flux telle que développé précédemment. Dans un second temps, la propagation d'une perturbation unique vers un ordre supérieur de points chauds est investiguée, puis une étude pour comprendre l'influence des paramètres de freinage et quantifier les déformations hors plan (vitesse de glissement, donnée de la perturbation) est posée, tout en gardant une comparaison en nombre de localisations et paramètres influant avec les résultats des chapitre 2 et 3 (TEI).

## 4.2 Introduction de la perturbation dans la déformée

### 4.2.1 Méthodologie

Le modèle employé dans ce chapitre est repris du modèle transitoire 3D développé dans le chapitre précédent, mais cette fois la perturbation est intégrée dans la déformée du disque (organigramme 4.1). Un modèle 3D est développé permettant dans la suite l'introduction d'imperfections localisées et de mieux retranscrire la déformabilité de l'ensemble.

Dans un premier temps, la géométrie utilisée est celle de référence du chapitre précédent (détaillée partie 3.2.2), c'est-à-dire une géométrie 3D simplifiée (figure 4.2a). En plus des conditions aux limites de fixation au niveau du moyeu, les plaques support sont bloquées suivant  $u_r$  et  $u_\theta$  au niveau des nœuds du rayon intérieur des plaques. Ces conditions aux limites sont nécessaires pour l'étude d'un modèle soumis à une perturbation locale dans la déformée, comme introduit dans ce chapitre. Une pression uniforme est appliquée à l'arrière des plaques supports. Le maillage est repris du chapitre 3. C'est à dire, les éléments 3D sont décrits par 8 nœuds avec comme degré de liberté  $(u_x, u_y, u_z, T)$  (SOLID222 ANSYS). Au niveau du disque, suivant le rayon, les éléments ont une taille de 2 mm. Le maillage en profondeur est évolutif en profondeur pour rendre compte du gradient thermique (proche du contact : 0.1 mm, au centre du disque : 0.5 mm). Le maillage circonférentiel est décrit par un minimum de 120 éléments afin de rendre compte de la description de la perturbation. Le disque est en fonte et la garniture en matériau organique. Les propriétés matériaux, donnée tableau 3.1, sont indépendante de la température. Des plaques support en acier sont présentes derrières les garnitures.

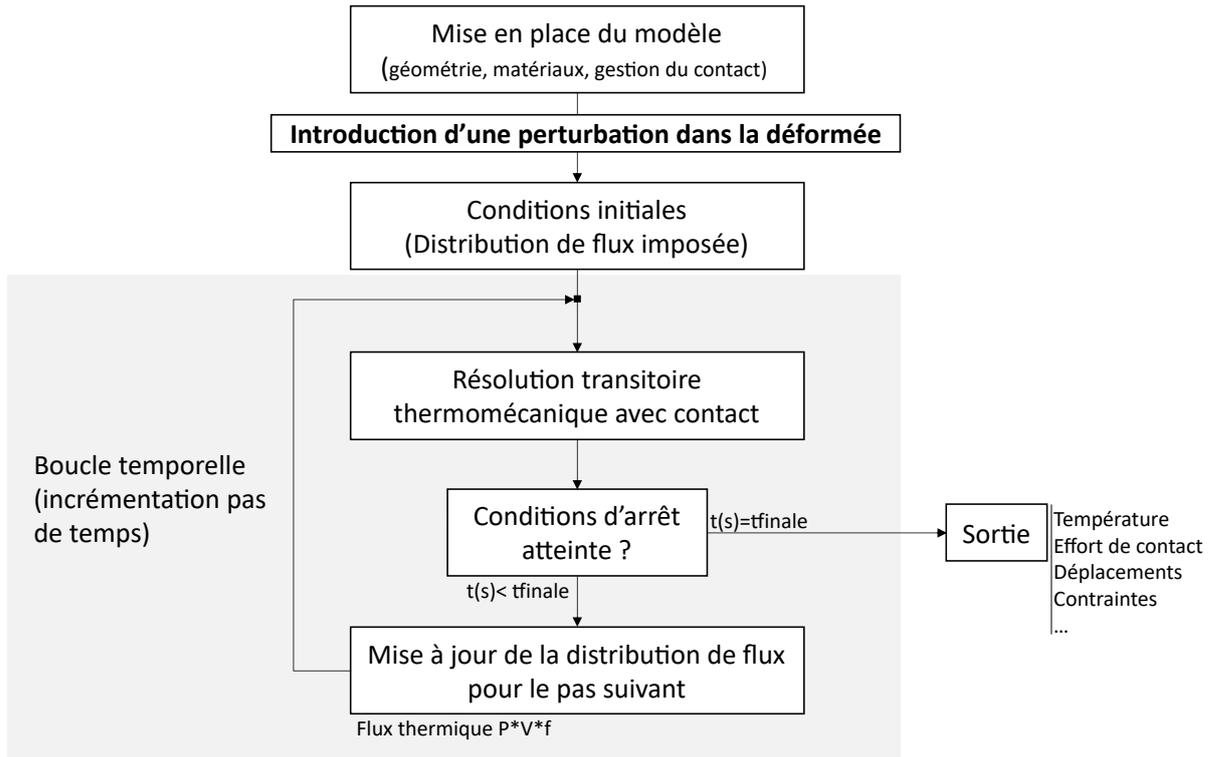
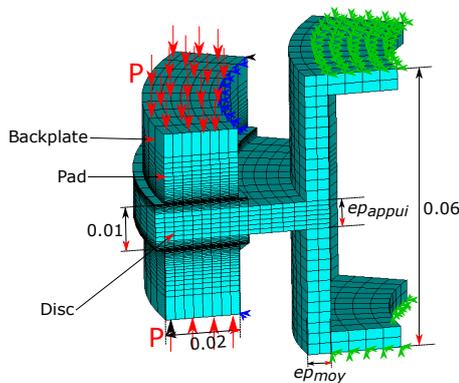


FIGURE 4.1 – Organigramme de la simulation transitoire en éléments finis pour une perturbation locale dans la déformée

Les conditions des simulations sont données dans le tableau 4.2b.



$a_2$ (m)	5e-3
$r_m$ (m)	0.1
Pression (MPa)	0.5
f	0.3
Disque	Fonte
Garniture	Organique

(b) Configuration

(a) Géométrie

↔ : blocage  $u_r, u_\theta$     
 ↕ : blocage  $u_x, u_y, u_z$

FIGURE 4.2 – Portion angulaire du modèle 3D (annulaire) avec conditions aux limites sur le disque et les garnitures (pad)

Pour ce modèle, la courbe de la vitesse critique telle que définie au chapitre précédent, à partir d'une résolution transitoire avec perturbation périodique dans le flux, est tracée figure 4.3 (en bleu). Cette courbe est superposée au modèle de référence du chapitre 3 (courbe "with hub" de la figure 3.20), à géométrie et matériaux identiques, mais sans blocage des garnitures (courbe en noire). Le mode de déformation associé au minimum de vitesse critique est, pour la

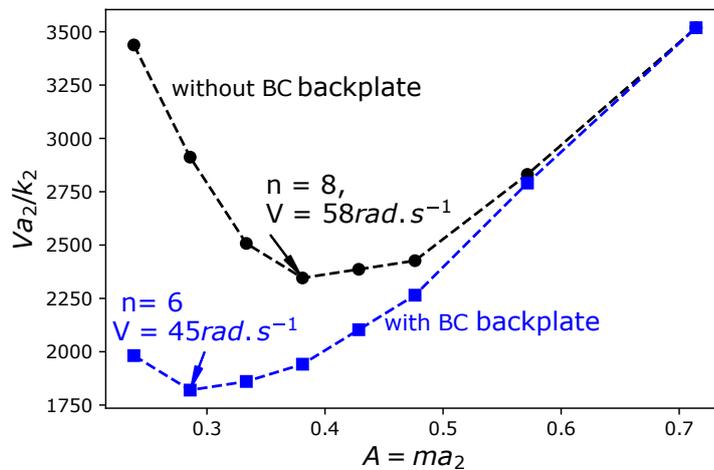


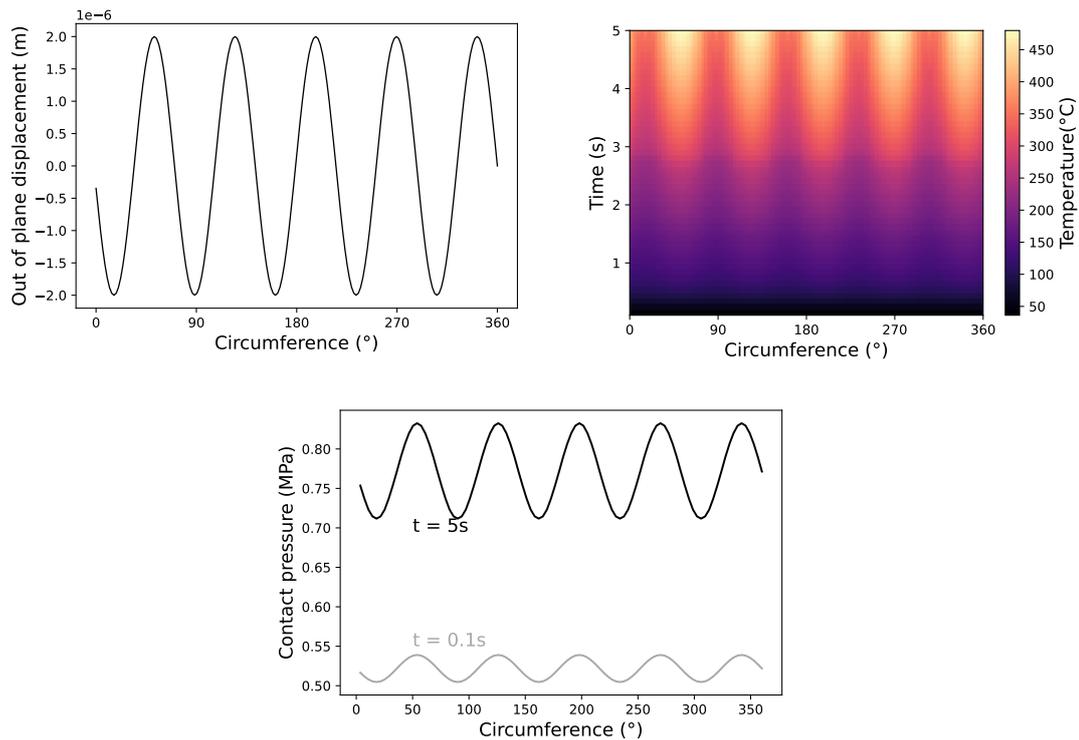
FIGURE 4.3 – Vitesse critique en fonction du nombre de localisations pour une perturbation périodique dans le flux comme défini chapitre 3. Configuration sans et avec blocage des plaques arrières des garnitures.

géométrie avec les conditions aux limites de la figure 4.2, le mode  $n = 6$ . La baisse de la vitesse critique avec l'ajout du blocage ( $u_r, u_\theta$ ) et la diminution du nombre de localisations au minimum de vitesse critique sont associées à une rigidification apparente du système garniture-plaque support, comme cela a pu être montrée dans les chapitres 2 et 3, notamment dans le paragraphe 3.2.4.

#### 4.2.2 Perturbation périodique dans la déformée.

Dans un premier temps, une perturbation périodique et antisymétrique est introduite dans la déformée hors plan du disque sur toute son épaisseur, d'une demi-amplitude de  $2 \mu m$  dans le modèle 4.2a. Cette perturbation est introduite par un déplacement des nœuds suivant  $u_z$  (direction normale au contact). L'amplitude est choisie arbitrairement, mais volontairement limitée pour ne pas localiser trop vite la pression de contact. La sollicitation est identique à celle définie figure 4.2b. La figure 4.4 montre la perturbation introduite dans le cas  $n=5$ , l'évolution temporelle du champ de température en surface du disque (sur le rayon de frottement moyen) ainsi que la pression de contact sur le rayon moyen à  $t = 0.1 s$  et à  $t = 5 s$ . Le concept de vitesse critique n'est pas applicable ici à cause de la nature de la perturbation (déformée du disque) qui conduit à une localisation qui ne peut pas s'atténuer donc à une amplification inévitable (exemple figure 4.4). La comparaison avec les résultats de la figure 4.3 est donc faite sur les taux d'amplification pour différents nombres de perturbations.

La figure 4.5 montre l'évolution du maximum de pression au rayon moyen de frottement pour plusieurs nombres de perturbation  $n$ , pour une vitesse donnée  $\omega = 50 rad.s^{-1}$  choisie arbitrairement au-dessus du minimum de la vitesse critique des TEI (figure 4.3). La perturbation n'évolue pas de manière équivalente pour tous les  $n$ . Le taux d'évolution du champ de pression en fonction du nombre de perturbations peut être classé dans l'ordre des vitesses décroissantes,



(a) Pression de contact à 2 instants

FIGURE 4.4 – Exemple de déformée initiale du disque ( $n=5$ ) et évolution temporelle de la température ( $V = 50 \text{ rad.s}^{-1}$ )

de la plus élevée la moins élevée :  $n = 6,8,5,10,15,4$ . Ce classement est identique à celui des vitesses critiques en fonction du nombre de perturbations pour une perturbation dans le flux figure 4.3 (courbe "with backplate"). Le mode le plus sensible à la déformation est celui qui maximise l'élévation de pression.

Bien que les perturbations ne soient pas de même nature, le système évolue de manière similaire, avec le même mode trouvé au minimum de vitesse critique et au maximum d'élévation du champ de pression, ici  $n = 6$ .

### 4.3 Perturbation locale dans la déformée

Pour une meilleure représentativité de la déformée initiale, en lien avec des localisations géométriques ou de surface discutées dans l'introduction de ce chapitre, une perturbation unique et locale est introduite dans la déformée hors plan du disque sur toute son épaisseur. Celle-ci est mathématiquement appliquée par une gaussienne afin d'éviter les potentiels problèmes de singularités liées aux changements abrupts de concavité à la base de cette perturbation, figure 4.6. Radialement, la déformée est constante.

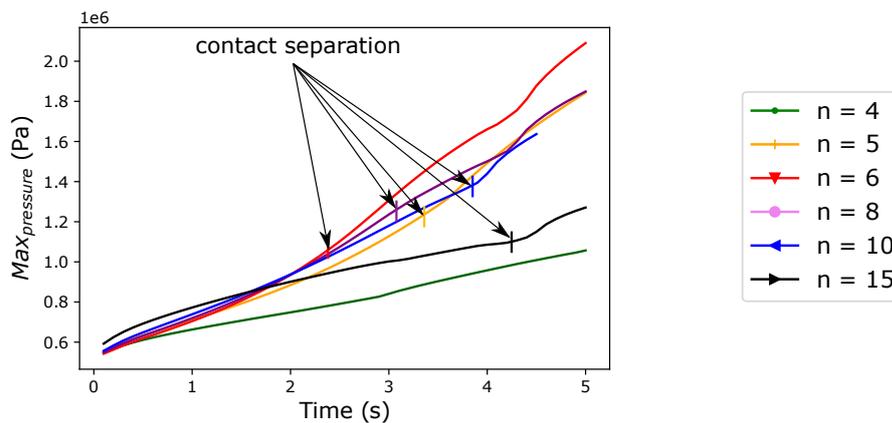


FIGURE 4.5 – Résultat du modèle transitoire avec perturbation initiale sinusoïdale dans la déformée. Évolution temporelle du maximum de la pression de contact sur le disque, à  $w = 50 \text{ rad.s}^{-1}$  au rayon moyen, en fonction du nombre de localisations.

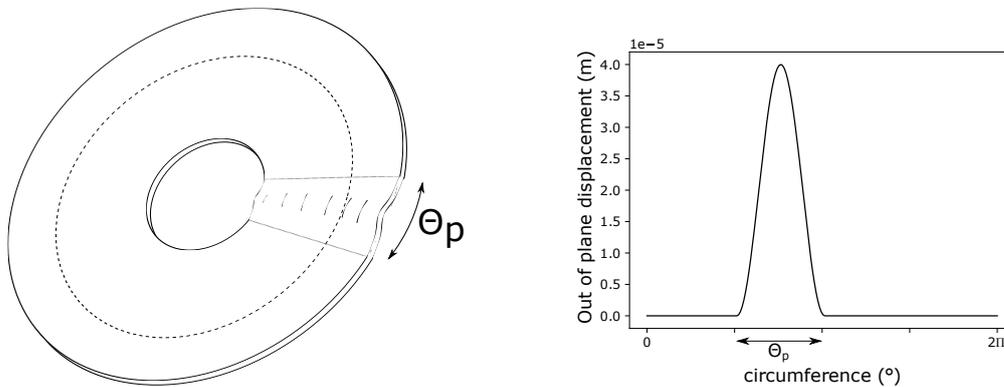


FIGURE 4.6 – Allure d'un disque annulaire avec une perturbation introduite dans la déformée et description de la déformée (gaussienne) introduite dans les modèles au rayon moyen.

La simulation est limitée quant à l'amplitude de la perturbation initiale à cause de la pression de contact qui peut faire diverger le calcul s'il localise trop fortement. Une valeur de référence d'amplitude initiale de la perturbation de  $40 \mu\text{m}$  est choisie afin d'obtenir des résultats rapides. Cette amplitude, très élevée par rapport aux défauts géométriques pouvant exister dans les systèmes de frein, sera variée plus tard dans ce chapitre.

Une perturbation dans la déformée du disque modifie localement la répartition du champ de pression sur la circonférence du disque. La compréhension du mécanisme ainsi que les conditions de propagation de cette perturbation vers un nombre supérieur de localisations sont recherchées dans cette section.

### 4.3.1 Mise en évidence de la propagation d'une perturbation locale

À partir de la géométrie 4.2a, une perturbation locale sur un angle de  $90^\circ$  du disque est introduite dans la déformée du disque sur une hauteur de  $40 \mu\text{m}$ . Tout comme l'amplitude, la valeur de l'angle sera variée par la suite. Le calcul est lancé avec une vitesse de glissement

$\omega = 50 \text{ rad.s}^{-1}$ , une pression initiale appliquée sur les plaques de support  $P = 0.5 \text{ MPa}$  et un coefficient de frottement  $f = 0.3$ . La valeur de vitesse est imposée de façon à être supérieure à la vitesse critique (TEI figure 4.3) et à obtenir une propagation rapide. Son influence sur le mécanisme sera étudiée ultérieurement. Au premier pas de temps, la perturbation initiale est faiblement observable sur le champ de pression sur le disque figure 4.7a. La perturbation initiale (déplacement hors plan) ainsi que la pression de contact au 1er pas de temps au niveau du rayon moyen à chaque interface de contact sont superposées figure 4.7b. Sur la face supérieure ("Top interface"), au niveau du maximum, la pression de contact suit la perturbation. Néanmoins, au niveau de la base de la perturbation, une diminution de la pression est observée. Le reste du champ de pression est uniforme le long du disque. Sur la face inférieure ("Lower interface") l'opposée est observée. Une pression plus faible au niveau du maximum de la perturbation et une pression plus forte à la base de la perturbation. Le champ de pression après le premier pas de calcul est antisymétrique à l'image de la perturbation géométrique. Une transition à 6 localisations sur la face supérieure est observée après plusieurs pas de calcul à l'interface comme le montre le champ des pressions de contact figure 4.7c.

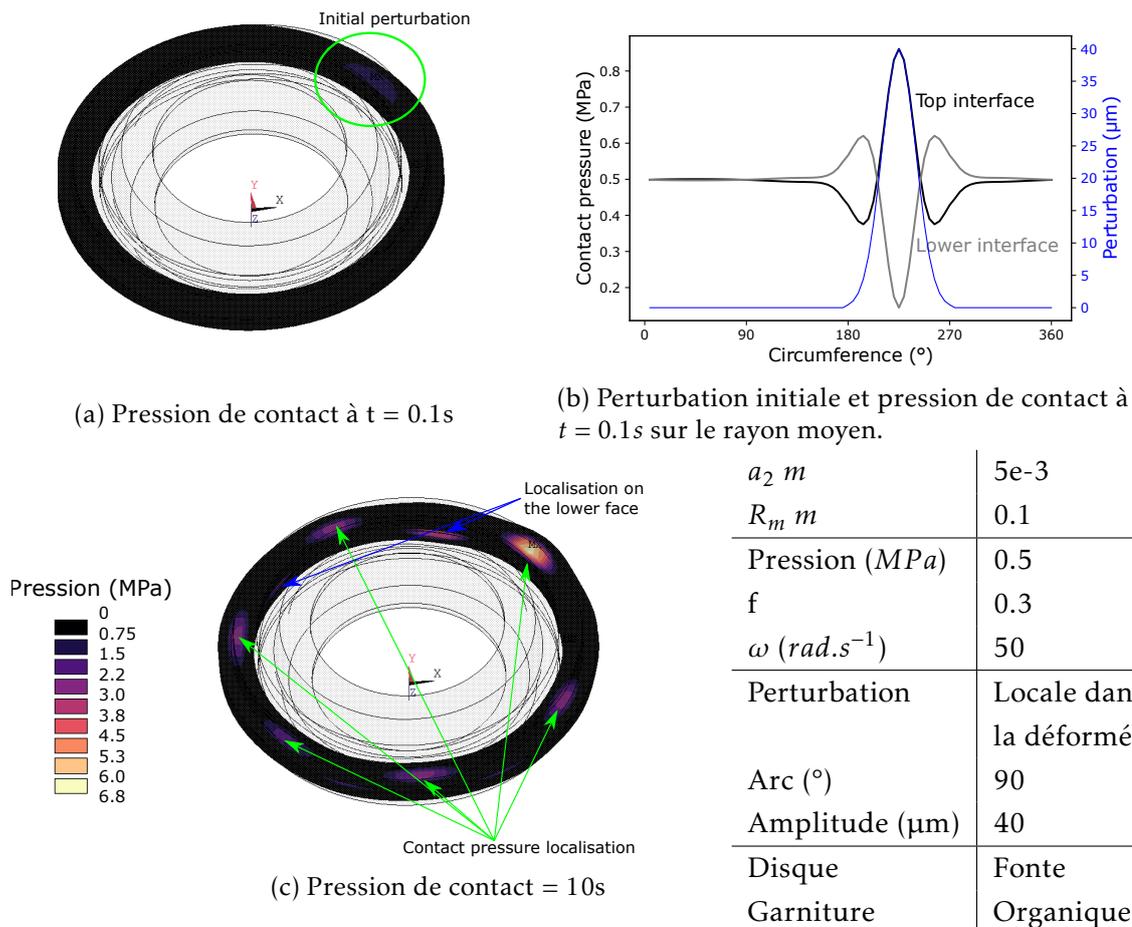


FIGURE 4.7 – Mise en évidence dans le champ de pression de contact de la propagation d'une perturbation locale vers un plus grand nombre de localisations.

Le champ de pression de contact au cours du temps, ainsi que la température et la déformée du plan médian du disque (figure 4.8) montrent une transition, avec un mécanisme d'évolution angulaire de la perturbation, vers 6 localisations thermiques. Rapidement, un décollement est observé autour des localisations de contact (figure 4.8a), ce qui a pour effet d'accentuer le mécanisme de propagation. La comparaison entre les figures 4.8a et 4.8d montre que la propagation de la perturbation est antisymétrique sur les deux interfaces. Le maximum de pression de contact est plus faible sur la face inférieure, à cause de la géométrie de la perturbation (bosse - creux). Dans le champ de température, un gradient thermique de  $600^{\circ}\text{C}$  est observé en surface du disque figure 4.8b après 10 s. Sur ce graphe, 10 localisations thermiques sont observées contrairement aux 6 localisations de contact. 6 proviennent de la localisation thermique de la face supérieure, et 4 proviennent des localisations les plus prononcées (antisymétrique) à l'interface inférieure (par conduction). Il y a bien 6 points chauds par interface de contact. La figure 4.8c montre une évolution globale du système au travers de la déformée du plan médian. La propagation de la perturbation est plus facile à observer dans le champ de déplacement du plan médian du disque surtout lorsque les amplitudes sont plus faibles. Cette sortie se substituera donc au champ de pression ou de la température dans la suite.

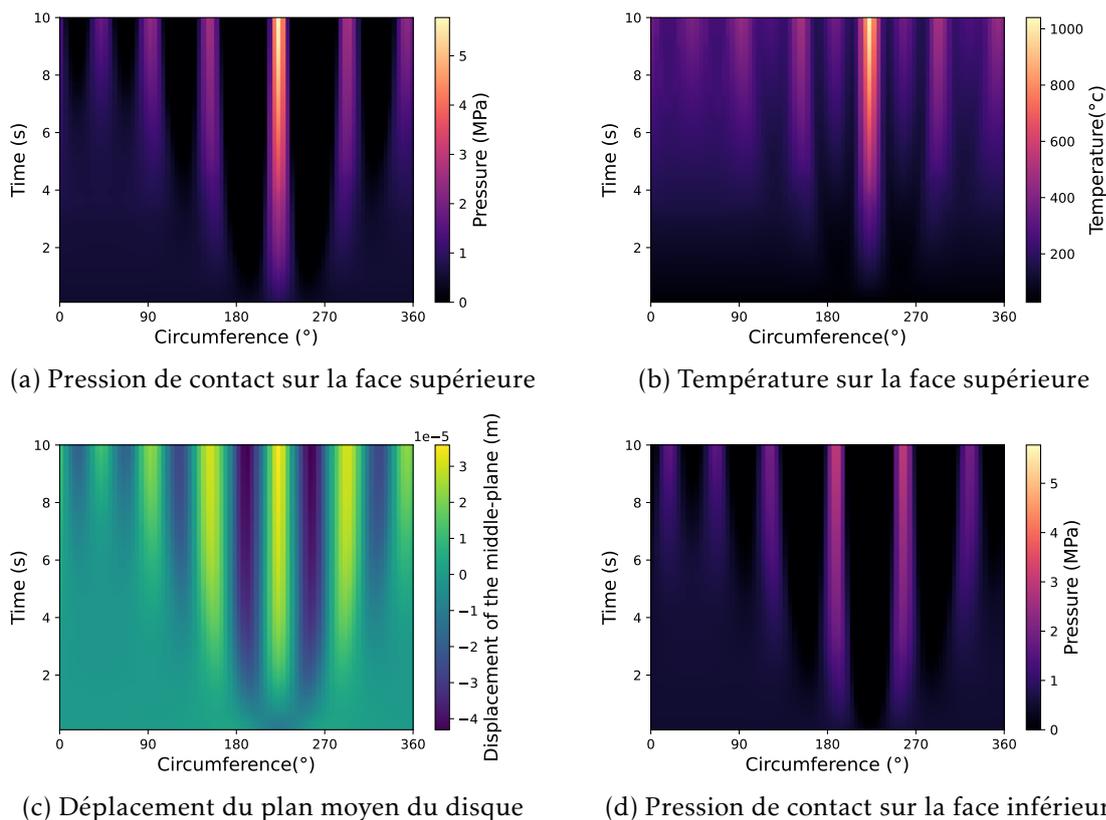
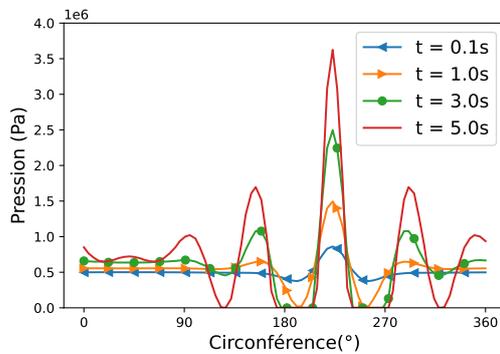


FIGURE 4.8 – Propagation de la perturbation locale en déplacement sur le périmètre du disque au cours du temps.

Les champs de pression à différents instants de la simulation (figure 4.9) montrent que le mécanisme de propagation de la perturbation est engendré par une "sous pression" à la base de

la perturbation initiale puis par une "sur-pression" de part et d'autre de cette "sous-pression" et ainsi de suite jusqu'à l'obtention du nombre final de localisations. En fin de calcul la séparation de contact, observée par une pression de contact nulle, stabilise le mécanisme de propagation et contraint l'amplification des perturbations créées.



Pression (MPa)	0.5
$f$	0.3
$\omega(rad.s^{-1})$	50
Perturbation	locale
	la déformée
Arc (°)	90
Amplitude ( $\mu m$ )	40

FIGURE 4.9 – Pression de contact (Pa) à plusieurs instants de la simulation transitoire avec perturbation locale en déplacement.

L'introduction d'une perturbation sinusoïdale n'est pas la seule modélisation de formation des localisations thermiques. La propagation d'une perturbation locale initiale montre une transition vers un nombre de localisations, qui, pour des conditions de sollicitations analogues, correspond au nombre obtenu avec une imperfection périodique, soit minimum de la vitesse critique (figure 4.3). Une comparaison des 2 mécanismes en vitesse est faite au paragraphe suivant.

#### 4.3.2 Influence de la vitesse sur la propagation de la perturbation locale dans la déformée

La même modélisation que précédemment est réalisée pour différentes vitesses. La confrontation des résultats est faite à isoénergie dissipée, c'est-à-dire avec des durées différentes. La figure 4.10 présente les résultats des déplacements hors plan sur le périmètre moyen au centre du disque (demi-épaisseur). Pour des vitesses faibles, ( $\omega \in [10, 15] rad.s^{-1}$ ) la perturbation initiale s'atténue peu à peu dans le temps et la transition vers un nombre supérieur de localisation ne se fait pas. Les champs de température pour ces 2 vitesses (figures 4.11) montrent une température quasi-uniforme sur la circonférence. Pour  $\omega = 20 rad.s^{-1}$  la perturbation initiale reste marquée sur le disque, mais n'évolue pas. Un faible gradient thermique de quelques degrés est observable en surface en fin de calcul. Pour des vitesses de glissement supérieures à  $\omega = 20 rad.s^{-1}$ , le mécanisme évolutif de déformation se met en place, avec une transition vers un plus grand nombre de localisation. Plus la vitesse est élevée, plus la transition est rapide, mais le nombre final de localisations reste identique, ici 6. Les localisations thermiques apparaissent progressivement avec les déformations hors plan. Néanmoins, la pression reste fortement localisée sur la perturbation initiale, les déformations secondaires ont du mal à apparaître à faible vitesse.

Pour une vitesse de  $\omega = 30 \text{ rad s}^{-1}$  par exemple, au bout du calcul la différence de température n'est que d'une dizaine de degrés Celsius maximum malgré les déplacements hors plan de la fibre médiane du disque. Il existe donc un seuil de propagation en vitesse, ici autour de  $\omega = 30 \text{ rad s}^{-1}$ , inférieur à la vitesse critique des TEI, qui dans cette configuration ( $n = 6$ ) est de  $\omega = 45 \text{ rad s}^{-1}$ .

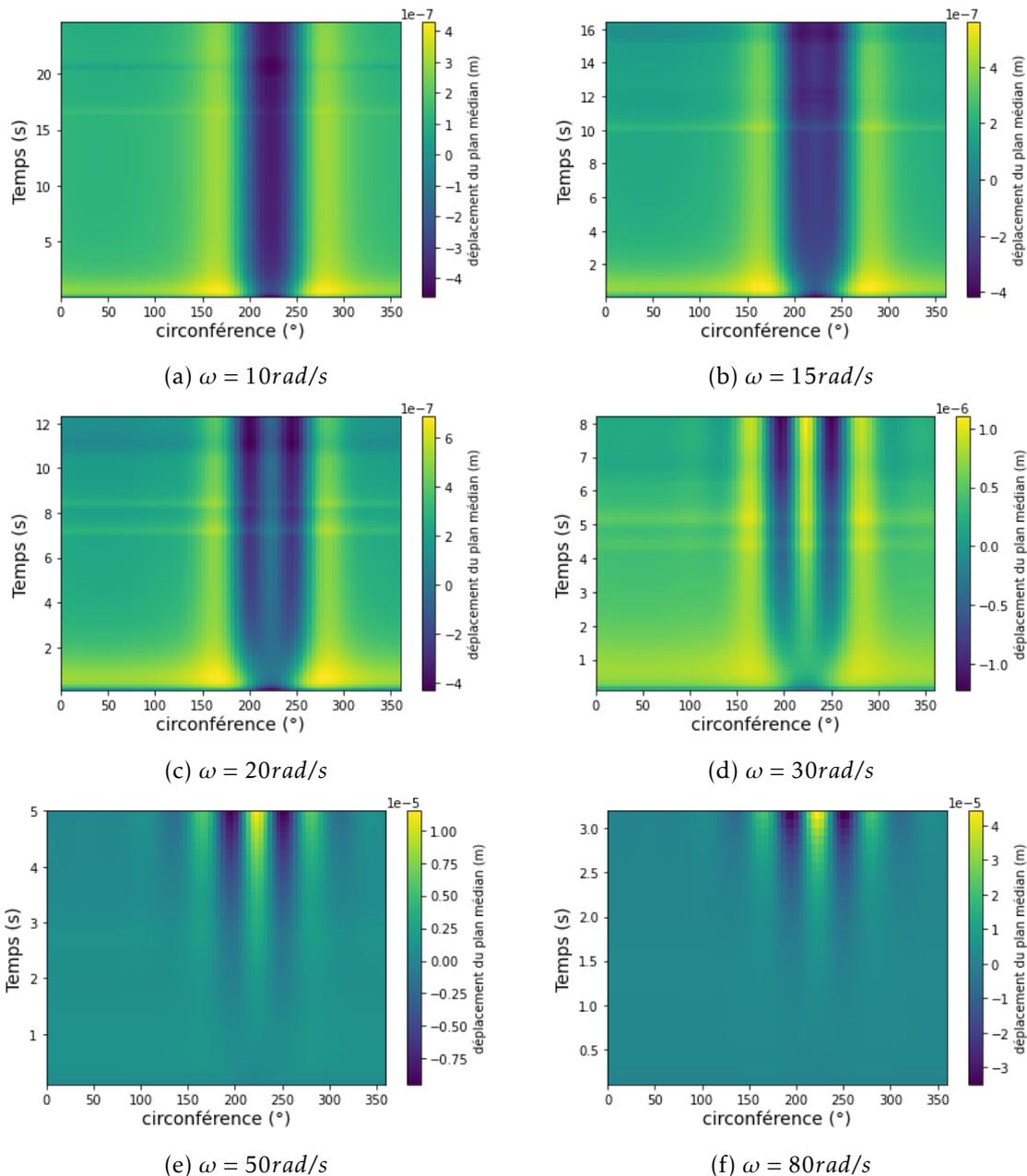


FIGURE 4.10 – Propagation de la déformation hors plan initiale au cours du temps sur le périmètre moyen disque pour plusieurs vitesses, à isoénergique (durée variable). Cas d'une imperfection géométrique locale.

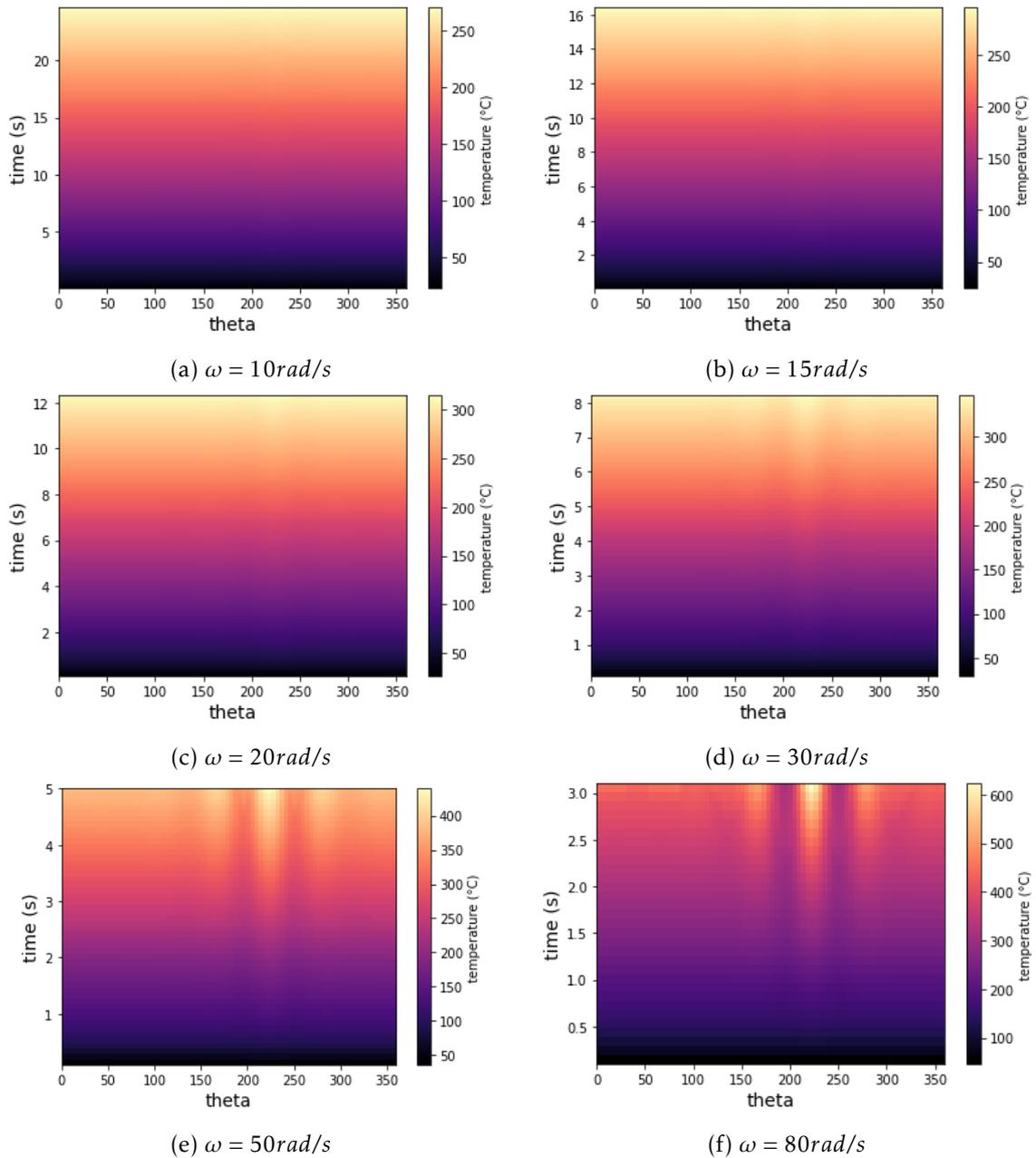


FIGURE 4.11 – Température en surface du disque (rayon moyen) au cours du temps, pour plusieurs vitesses, à isoénergie. Cas d’une imperfection géométrique locale.

La figure 4.12 montre, pour les calculs où  $\omega > 20 \text{ rad s}^{-1}$  sur des temps plus longs, que le nombre de points chauds à l’état final (6 localisations) est indépendant de la vitesse de glissement. La vitesse de glissement influence néanmoins et logiquement l’accroissement de l’amplitude de la perturbation au cours du temps. La courbe pour une vitesse de  $80 \text{ rad s}^{-1}$  montre la présence de décollement à haute vitesse soit une évolution rapide de la déformée.

La vitesse de glissement joue un rôle significatif dans le mécanisme de propagation d’une perturbation locale. Le seuil de vitesse pour la propagation de la perturbation semble plus faible que celui des TEI.

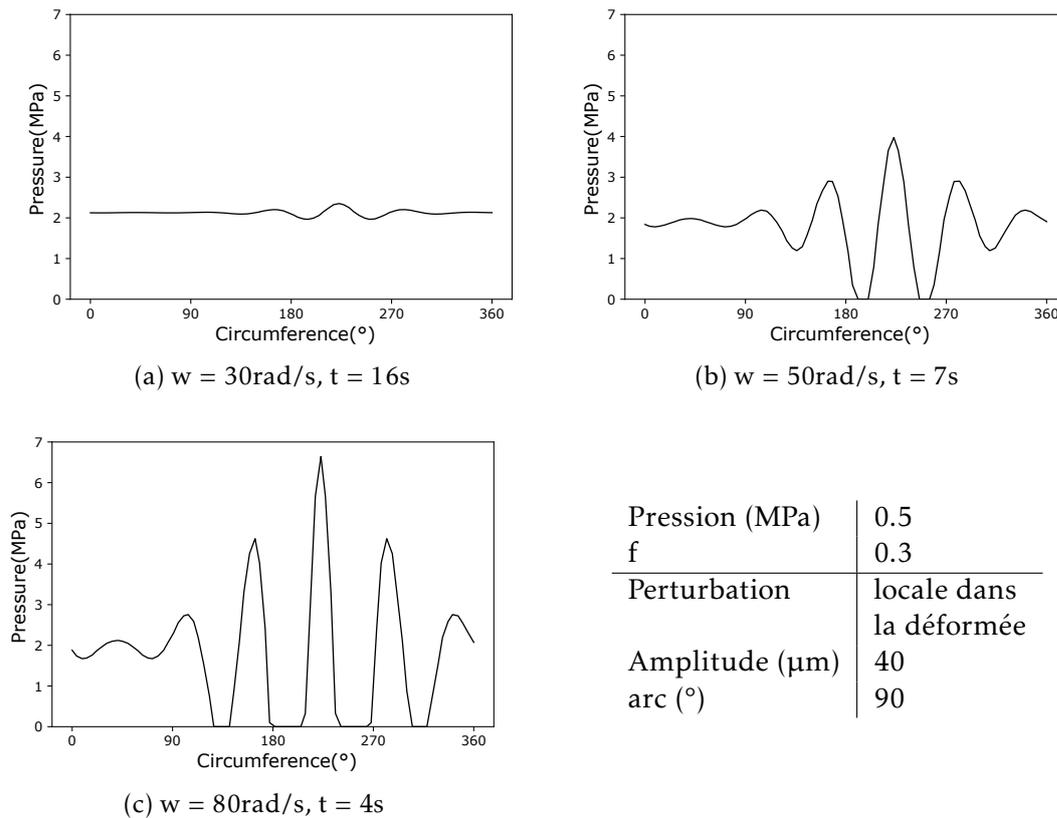


FIGURE 4.12 – Champs de pression de contact à différents moments et pour différentes vitesses de glissement

### 4.3.3 Influence de la taille de la perturbation locale dans la déformée.

Dans les paragraphes précédents, une perturbation unique et locale est appliquée sur toute l'épaisseur du disque avec des paramètres choisis arbitrairement (amplitude =  $40\ \mu\text{m}$  et angle =  $90^\circ$ ). On investigate ici l'effet de ces 2 paramètres.

#### Variation de l'amplitude de la perturbation

La figure 4.13 montre le champ de pression de contact 4s de simulation transitoire sur le rayon moyen de frottement pour 3 amplitudes initiales de perturbations :  $0.02\ \mu\text{m}$ ,  $40\ \mu\text{m}$  et  $70\ \mu\text{m}$ . Quelque soit l'amplitude initiale de la perturbation, la propagation de la perturbation est identique vers une transition à 6 localisations. Néanmoins, les amplitudes de pression de contact diffèrent fortement allant de  $0.008$  à  $5\ \text{MPa}$ .

La figure 4.14 trace pour 2 amplitudes de perturbations initiales la température à l'interface au cours du temps. La comparaison de température ainsi que la figure 4.13 montre qu'une amplitude de perturbation trop faible (ici  $0.02\ \mu\text{m}$ ) ne conduit pas à des écarts significatifs de température à l'interface, donc à des points chauds macroscopiques effectifs.

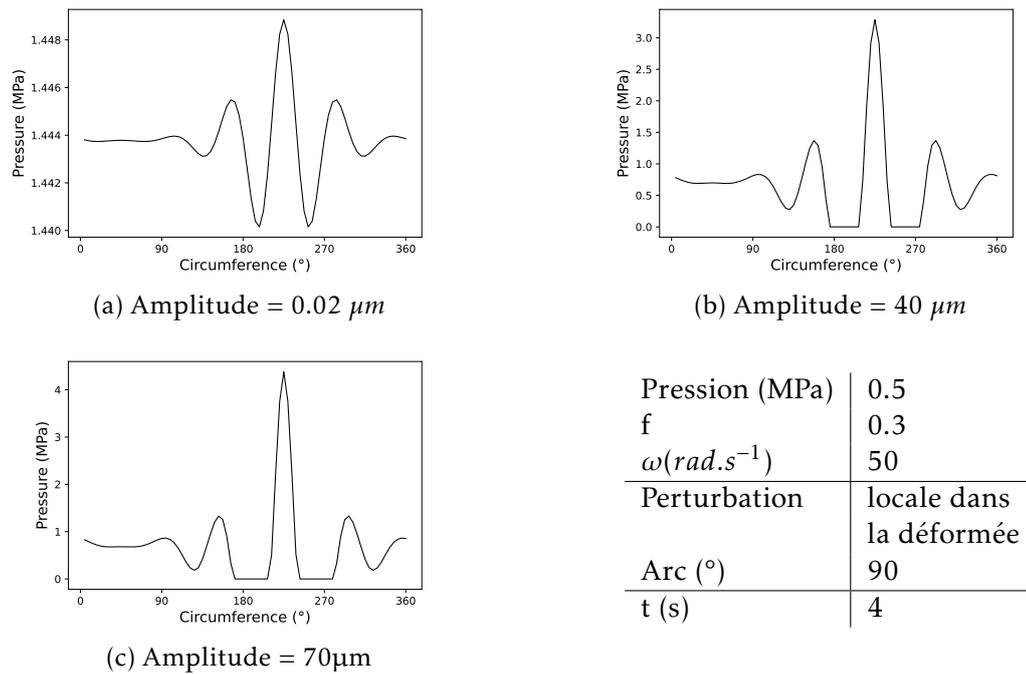


FIGURE 4.13 – Pression de contact à  $t=4\text{s}$  avec différentes amplitudes de perturbation locale dans la déformée.

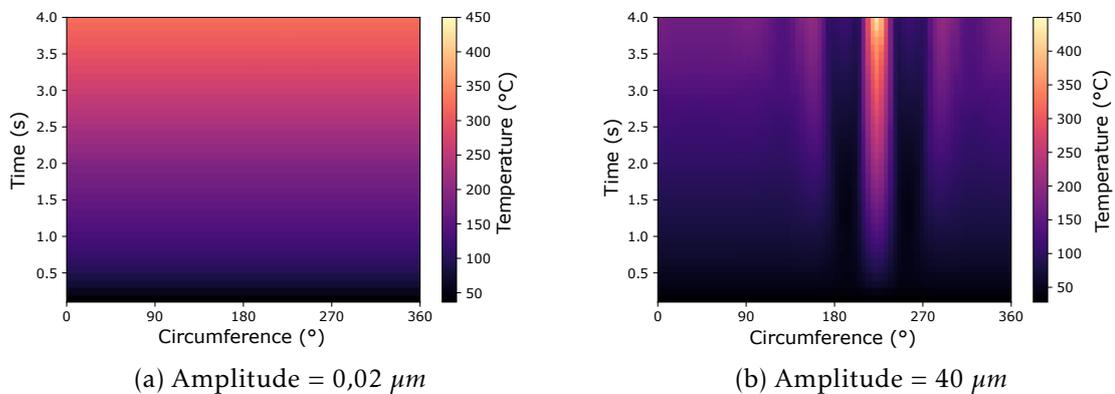


FIGURE 4.14 – Température à  $t = 4\text{s}$  avec différentes amplitudes de perturbations locales dans la déformée pour une vitesse  $\omega = 50 \text{ rad s}^{-1}$ , une pression de  $P = 0.5 \text{ MPa}$  et un coefficient de frottement  $f = 0.3$

Le mécanisme de transition d'une perturbation locale vers un plus grand nombre de localisations (ici  $n = 6$ ) est indépendant de l'amplitude de la perturbation initiale. Cependant, la localisation thermique est fortement affectée par la déformation hors plan. Il existe donc un seuil dans l'amplitude de la perturbation qui, sur une configuration de freinage, conduira ou non à la formation effective de points chauds. Ce seuil est difficile à quantifier avec précision, car il est associé à d'autres paramètres, de surface par exemple, ou encore à la dynamique de contact des géométries qui peut amplifier les localisations.

### Variation de l'angle de la perturbation

L'angle d'application de la perturbation locale géométrique est varié ici sur des angles de  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $120^\circ$ . La figure 4.15 montre l'évolution dans le temps de la pression de contact en surface du disque en fonction de cet angle. Lorsqu'il est réduit, la pression de contact est plus localisée circonférentiellement, donc sa valeur maximale est plus forte. Cependant, le développement de la perturbation le long du disque n'est pas modifié, avec, dans les 3 cas, l'apparition de 6 points chauds.

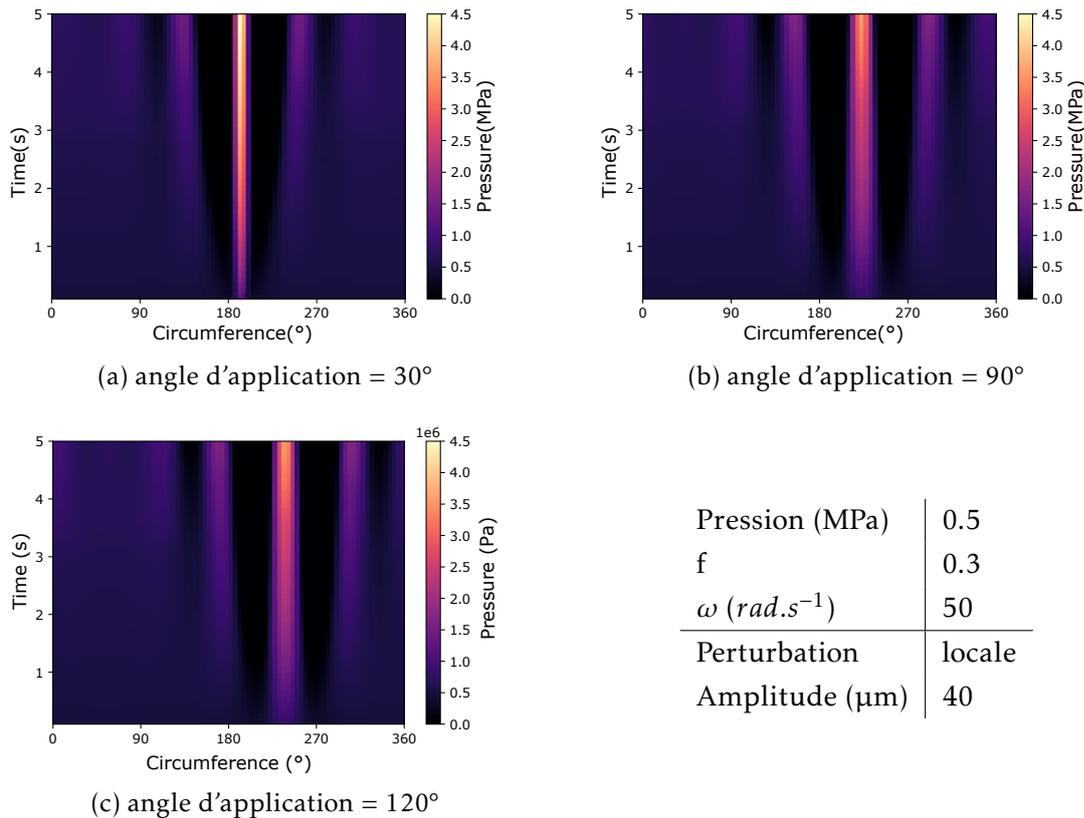


FIGURE 4.15 – Évolution temporelle de la pression de contact sur le disque avec l'introduction d'une perturbation locale géométrique d'angle différents

### Cas limite, angle d'application = $360^\circ$

La perturbation locale est ici étendue sur toute la circonférence du disque, avec une perturbation sinusoïdale (figure 4.16). Cette perturbation peut correspondre par exemple à un voile du disque. Celui-ci est ici de demi-amplitude de  $2 \mu m$  et est appliquée sur toute l'épaisseur du disque.

L'amplitude de pression de contact est décrite à plusieurs pas de temps figure 4.17 sur des figures successives afin de discerner les déformations d'amplitudes croissantes. La perturbation croît dans les premiers pas de temps figure 4.17a puis une déformation supplémentaire apparaît de part et d'autre de la demi-période. Ensuite, l'allure de la perturbation sinusoïdale est modifiée jusqu'à obtenir 2 bosses principales par face figure 4.17c. Enfin, par évolution progressive de la

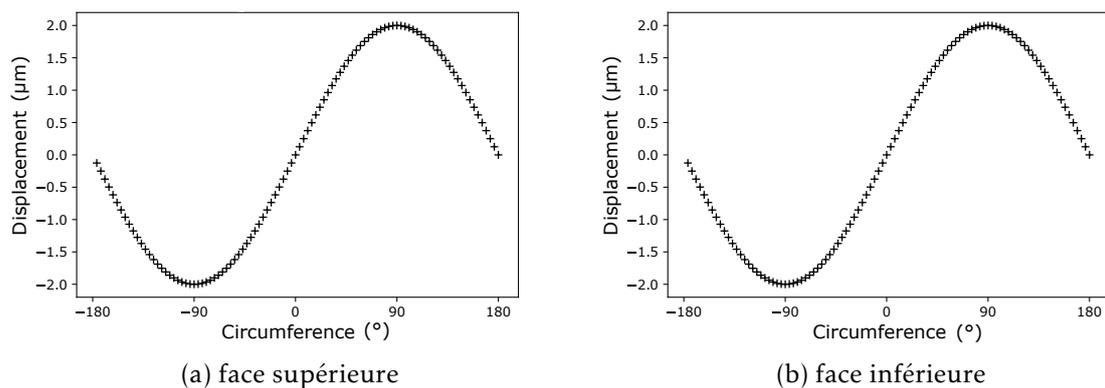


FIGURE 4.16 – Description d'une perturbation locale géométrique suivant le périmètre du disque.

déformation, le nombre de localisations évolue encore pour se fixer ici à 6 localisations figure 4.17d. Une fois de plus, le nombre de localisations à l'état final correspond au nombre de localisations au minimum de la vitesse critique dans la théorie des TEI (figure 4.3).

L'évolution des localisations thermiques rappelle ici la formation de points chauds dans la théorie de la PWD ("Progressive Waviness Distorsion") (PANIER, 2004), où la perturbation évolue de 2 à 6 localisations par face pour se stabiliser. Néanmoins, dans la PWD la perturbation initiale est associée à un processus de déformation plastique en surface du disque.

L'allure initiale de la perturbation (amplitude, arc décrit) ne modifie pas déformée finale. L'amplitude de cette déformée est néanmoins fortement associée à la description initiale de la perturbation. Des amplitudes faibles et des arcs étendus diminuent telle que, même si les localisations de contact existent, elles ne conduisent pas nécessairement à des points chauds macroscopiques "visible".

## 4.4 Géométrie de frein et perturbation de type PWD

Dans les systèmes de frein, le patin forme un arc angulaire (entre  $30^\circ$  et  $90^\circ$ ) qui, lors de la rotation du disque, induit un gradient thermique angulaire et par conséquent des contraintes thermomécaniques circonférentielles non uniformes. Les déformations hors plan peuvent former une perturbation circonférentielle analogue à celle considérée précédemment, dès lors qu'une dissymétrie existe, par exemple dans la fixation du disque. Cette partie s'intéresse à l'évolution d'une perturbation de ce type, en considérant un système réaliste (disque automobile) et une perturbation calculée issue de la géométrie de fixation du frein et du gradient circonférentiel. La géométrie utilisée ainsi que les conditions aux limites et les matériaux (propriétés matériaux corrigées tableau 3.6) sont issus du cas une géométrie automobile du chapitre 3, partie 3.2.6. Au niveau du contact, une conductance thermique est ajoutée, avec un coefficient de transfert thermique de  $30 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , pour construire un modèle équivalent à celui de Tang (TANG et al., 2014). La vitesse critique obtenue par la méthode transitoire avec perturbation sinusoïdale en

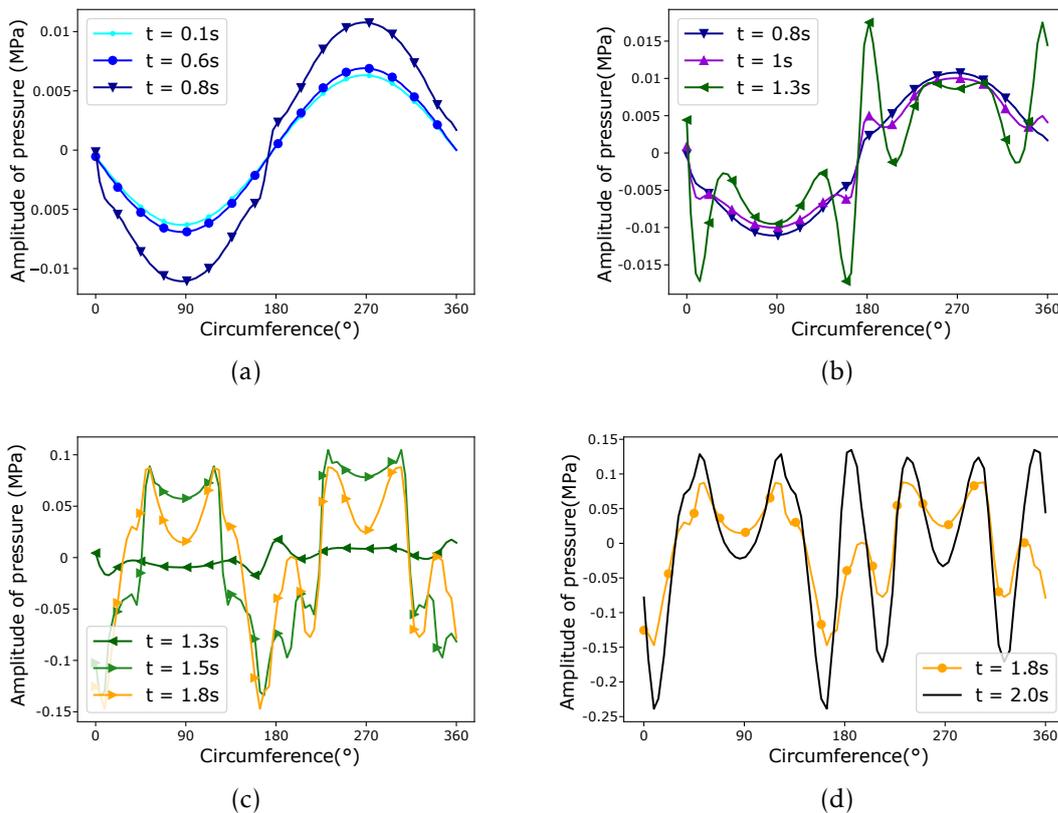


FIGURE 4.17 – Amplitude du champ de pression sur la circonférence du disque à différents instants de la simulation transitoire pour le cas d'une perturbation locale géométrique sur toute la périphérie du disque.

flux (type TEI) en fonction du nombre d'onde, est tracée pour la géométrie automobile pour 2 cas de conductance thermique d'interface sur la figure 4.18. La conductance est associée dans le cas traité ici à une application de flux côté garniture. Ainsi, le partage de flux, modifié par l'ajout de conductance, se fait au détriment de la garniture, c'est-à-dire moins élevé dans le disque. Ceci explique pourquoi la vitesse critique est supérieure au cas de conductance infinie (continuité de température). Dans le cas de l'étude ci-dessous, le nombre d'ondes au minimum de vitesse critique (TEI) est situé entre 8 et 9.

#### 4.4.1 Calcul de perturbation

La perturbation introduite est une flexion circonférentielle du disque (ondulation hors-plan) due à la dissymétrie du moyeu et au moment induit par le gradient thermique issu des garnitures (arc angulaire réduit à  $\theta_{\text{plaquette}} = 30^\circ$ ). La détermination de cette perturbation passe par plusieurs étapes :

- Calcul du gradient thermique angulaire
- Calcul élastoplastique issu du chargement thermique
- Refroidissement pour la détermination de la déformée résiduelle qui sera utilisée comme perturbation initiale du calcul transitoire suivant.

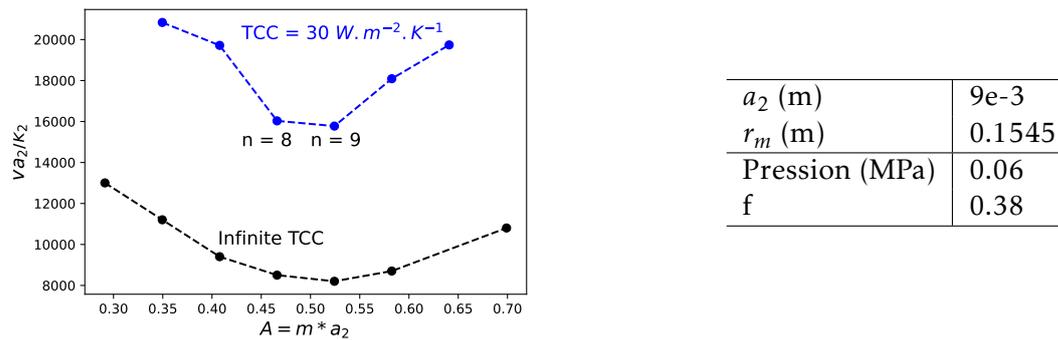


FIGURE 4.18 – Vitesse critique au sens des TEI pour le modèle de disque de frein automobiles pour des cas de conductance thermique d’interface (TCC) disque-garniture

Un modèle 2D/3D temporel à reconstruction spatial (TRS) (BRUNEL, 2007) est utilisé pour calculer le champ thermique angulaire. Ce modèle se décompose de la manière suivante :

A partir d’une géométrie 2D axisymétrique d’une section (figure 4.19) du disque, l’évolution temporelle de la température est calculée. Les propriétés matériaux, la géométrie, le maillage et les conditions aux limites sont repris de l’étude 3.2.6. Pour déterminer le gradient angulaire ou simuler temporellement l’alternance de contact/non-contact, la modélisation alterne une phase d’application du flux (passage sous la garniture) et une phase d’échange de chaleur avec l’environnement (convection).

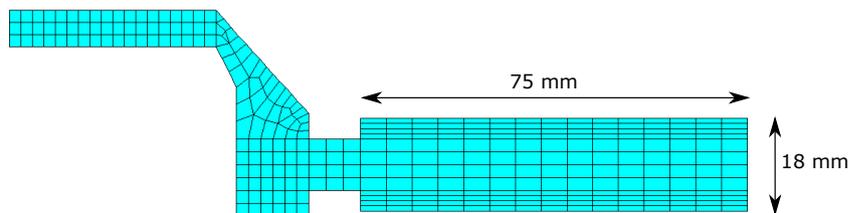


FIGURE 4.19 – Géométrie 2D d’une section du disque et maillage associé

Pour diminuer le temps de résolution, le calcul TRS est décomposé en 2 phases :

- Une première phase avec application d’un flux constant sur le tour pour simuler l’élévation moyenne de température du disque. Ce calcul simule 350 tours de disque avec  $\omega = 102 \text{ rad.s}^{-1}$ , jusqu’à une température en surface de  $300^\circ\text{C}$  (figure 4.20)
- Une phase considérant l’alternance échauffement-refroidissement sur le tour, respectivement application du flux et convection. 3 cycles sont simulés pour stabiliser le gradient angulaire (figure 4.21). Le flux de chaleur est appliqué sur un angle de  $30^\circ$  (qui correspond à l’angle de la garniture), et la convection sur les  $330^\circ$  restant.

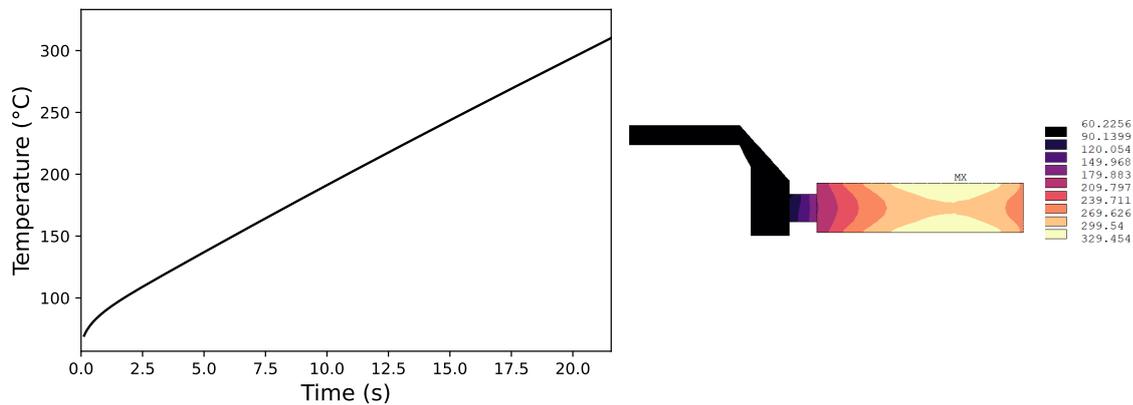


FIGURE 4.20 – Élévation de température sur la première partie du calcul TRS, avec  $\omega = 102\text{rad.s}^{-1}$  et température dans le modèle 2D à  $t = 21.5\text{s}$

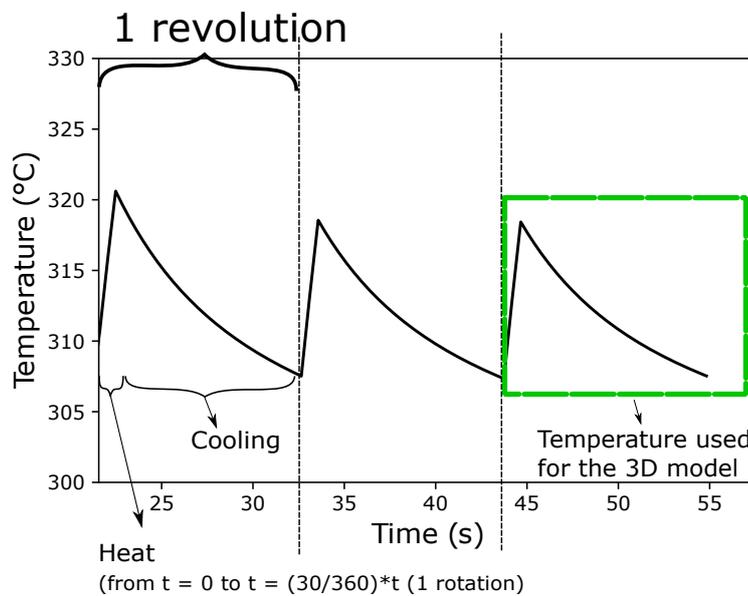


FIGURE 4.21 – Cycles d'application du flux / convection de la modélisation 2D axisymétrique pour le calcul TRS.

Le modèle 3D est ensuite reconstruit en considérant le chargement thermique du modèle 2D lors du dernier cycle (encadré en vert figure 4.21). Une projection spatiotemporelle permet de convertir la solution transitoire sur 1 tour en champ 3D thermique durant le même tour (BRUNEL, 2007)(figure 4.22). La résolution mécanique comprend un modèle de comportement élastoplastique du matériau du disque afin d'obtenir la déformation plastique liée au gradient thermique angulaire. Le modèle de plasticité est décrit par le modèle d'écrouissage cinématique linéaire figure 4.23. Les propriétés matériaux sont constants en température. La déformée plastique, résultant d'un calcul statique avec chargement thermique imposé (figure 4.22), est tracée figure 4.24 sur les surfaces du disque.

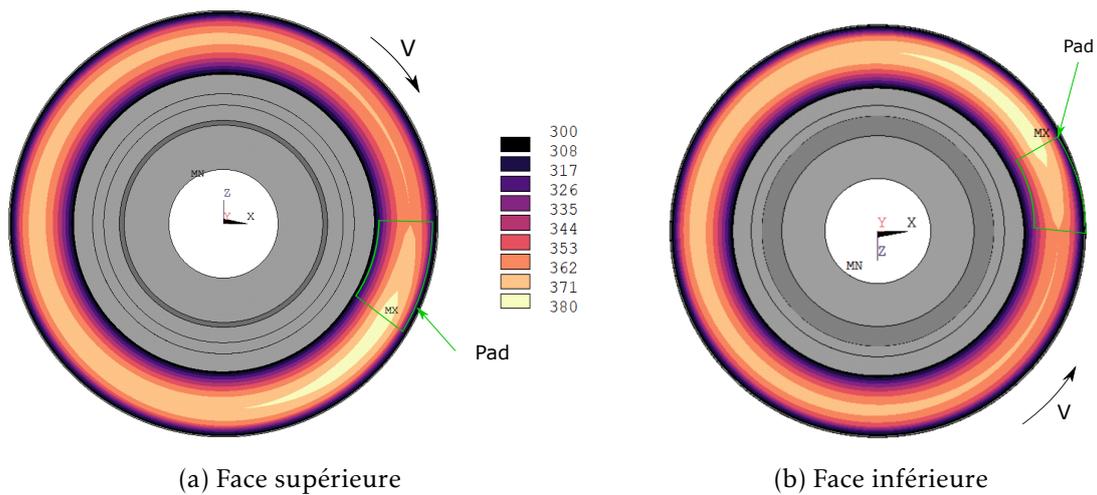


FIGURE 4.22 – Reconstruction 3D du modèle avec le chargement thermique issu du calcul 2D axisymétrique transitoire (modèle TRS).

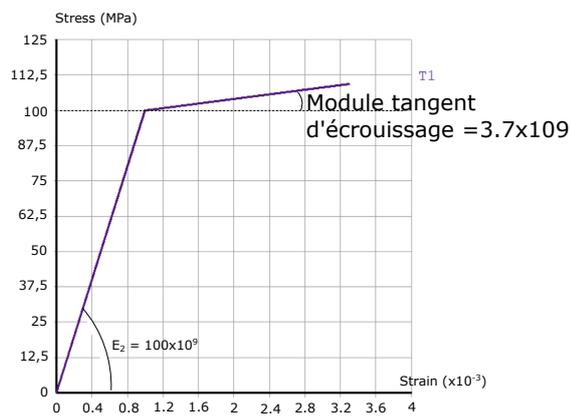


FIGURE 4.23 – Donnée du comportement élastoplastique d’écrouissage cinématique bilinéaire (élasticité isotrope avec coefficient de poisson de 0.25)

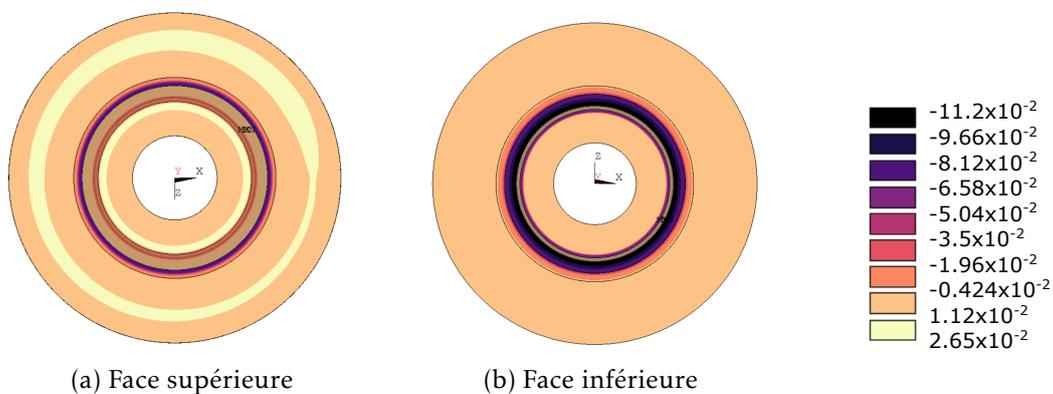


FIGURE 4.24 – Déformations plastiques hors plan (y) associées à la sollicitation thermique de la figure 4.22

La dernière phase est le refroidissement de l'ensemble, jusqu'à 60°C (température uniforme) pour obtenir la déformée résiduelle, qui sera la perturbation introduite dans le calcul transitoire de propagation. La figure 4.25 trace l'amplitude des déplacements hors plan à chaud (en fin de calcul figure 4.22) et à froid sur le plan médian e rayon moyen du disque. Les allures sont proches avec une amplitude légèrement réduite à froid. Les déplacements sont très faibles, inférieurs au micromètre.

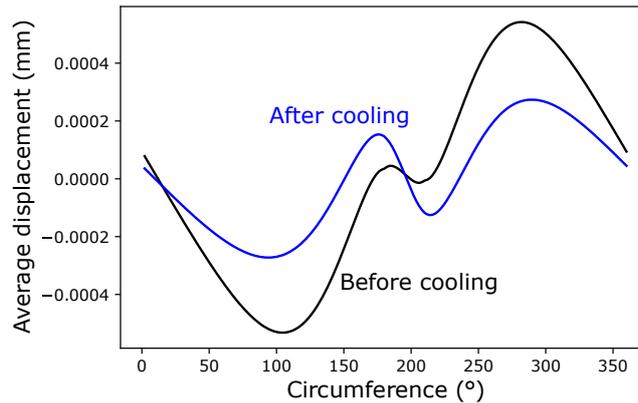


FIGURE 4.25 – Amplitude des déplacements hors plan du plan médian et au rayon moyen du disque à chaud et à après refroidissement

#### 4.4.2 Propagation de la perturbation

La perturbation, issue de la simulation de freinage, à froid dans la déformée (figure 4.25) est intégrée comme perturbation initiale. Dans cette partie, les calculs sont lancés avec  $\omega = 180 \text{ rad.s}^{-1}$  ( $V a_2/k_2 = 18000$ ), soit au-dessus de la vitesse critique de la modélisation TEI pour les modes au minimum de la vitesse critique (entre  $n = 8$  et  $n = 9$ , cf. figure 4.18). Le modèle est identique à celui utilisé figure 4.18. Le modèle de comportement matériaux est élastique linéaire dans cette partie. La figure 4.26 trace l'application de la perturbation dans la déformée du disque et indique le champ de pression associé au premier pas de calcul.

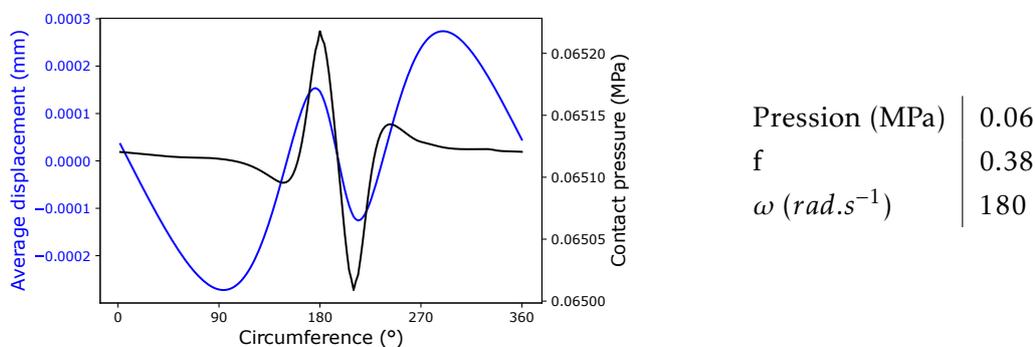


FIGURE 4.26 – Déplacements hors plans du disque et champ de pression associé au rayon moyen du disque.

La figure 4.27 montre au bout de 24s la température sur les 2 faces. Le mécanisme de transition d'une perturbation vers un plus grand nombre de localisations est mis en évidence. La température se localise circonférentiellement sur les 2 faces, proche du rayon moyen. Après la durée simulée (25 s), la déclinaison en plusieurs points chauds apparaît. Même si leur intensité n'est pas encore la même sur tous, ils apparaissent assez régulièrement répartis.

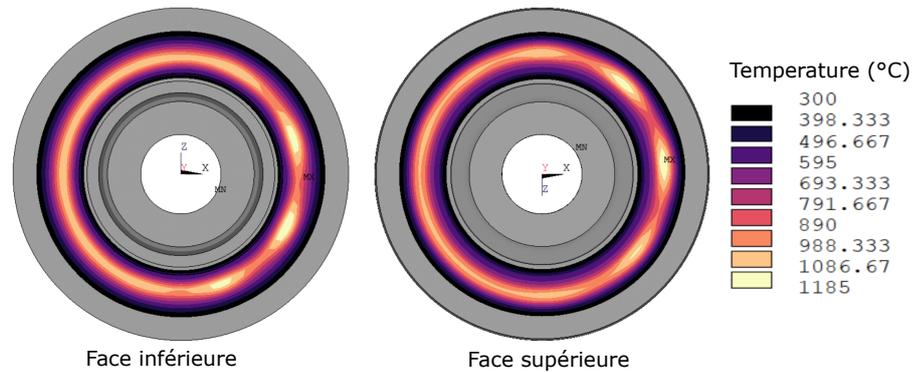


FIGURE 4.27 – Mise en évidence de la propagation antisymétrique de la perturbation initiale dans le champ de température sur les 2 interfaces de contact (pour  $\omega = 180 \text{ rad.s}^{-1}$ , après 25 s)

La figure 4.28 trace l'évolution temporelle de l'amplitude de la température (écart par rapport à la moyenne) sur le rayon où la température est la plus élevée. L'amplitude maximale est de plus de  $250^\circ\text{C}$  sur le disque. Le nombre final de localisations est de 9, avec deux localisations de très faible amplitude (entre  $0$  et  $45^\circ$  de la position angulaire).

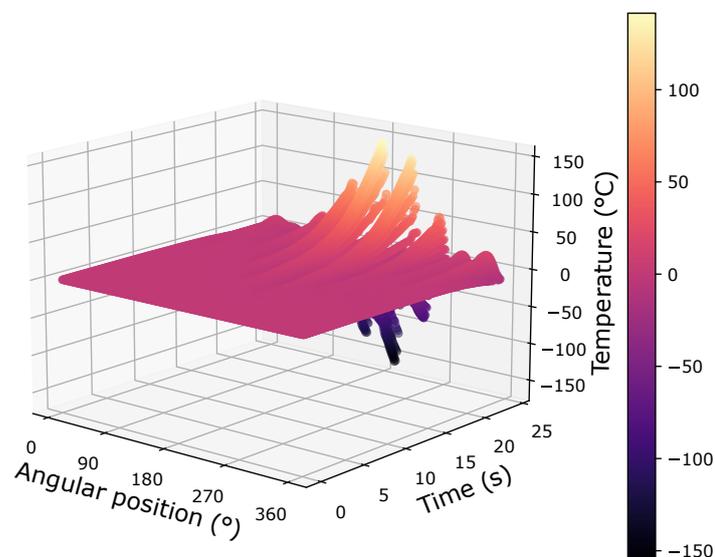


FIGURE 4.28 – Évolution temporelle de l'amplitude de la température sur la face supérieure du disque sur le rayon de température maximale (en lien avec la figure 4.27).

Les localisations peuvent être associées aux déplacements hors-plan (figure 4.29). Ici uniquement 8 localisations sont visibles. En effet, les 2 localisations entre 0 et 45° de la position angulaire ne sont pas assez marquées pour être distinctes dans le champ de déplacement. L'amplitude des déplacements hors plan dépasse rapidement (après 10s) les 50  $\mu\text{m}$ . Ces déplacements sont supérieurs aux phénomènes locaux à l'interface (3e corps). La perturbation initiale se propage de 1 à 9 localisations thermiques. Le même mode que le mode au minimum de vitesse critique, pour la modélisation en TEI, est bien observé.

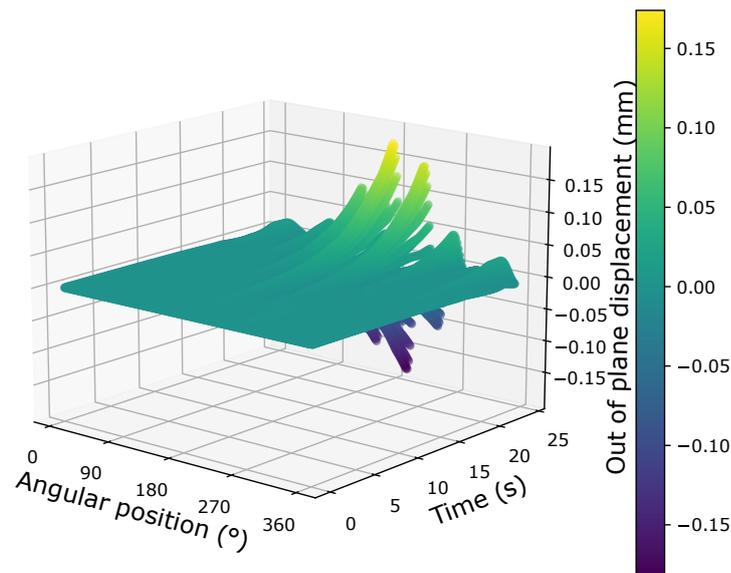


FIGURE 4.29 – Évolution temporelle de l'amplitude des déplacements hors plan sur le rayon moyen en surface du disque.

## 4.5 Conclusion

Ce chapitre a utilisé la méthodologie transitoire du calcul en éléments finis développé dans les chapitres précédents sur une géométrie 3D afin de mettre en évidence le mécanisme de propagation d'une perturbation unique, locale dans la déformée initiale du disque. Puis l'étude a été étendue à une solution d'un système plus réaliste d'un disque déformé. Les résultats révèlent que la formation des localisations thermiques peut provenir d'une propagation d'une perturbation dans la déformée de diverses origines (voile du disque, gradient thermique circonférentiel...). Le nombre final de localisations est analogue à celui obtenu par l'approche en instabilité de type TEI. Le seuil de vitesse de propagation apparaît néanmoins sensiblement inférieur à celui de la vitesse critique des TEI. L'introduction de la perturbation dans la déformée tend à favoriser son amplification puisqu'elle ne peut pas s'atténuer et l'identification du seuil de propagation est délicate, ce qui pourrait expliquer cet écart. Néanmoins il apparaît que la prise en compte de l'amplitude initiale de la perturbation puisse avoir une influence sur

le seuil critique. De plus, une amplification de la déformée n'est pas forcément synonyme de points chauds significatifs sur le disque. Les perturbations d'amplitudes faibles, bien qu'elles se propagent en multiples localisations de contact, pour des sollicitations au-delà du seuil critique, ne montrent pas toujours de points chauds en surface du disque lorsque les gradients thermiques sont trop faibles. Ce résultat montre l'intérêt d'une approche quantitative.

Le cas le plus réaliste traité ici est celui d'une géométrie automobile avec une perturbation provenant de la déformation résiduelle d'un freinage précédent considérant le gradient thermique circonférentiel et la plasticité. Pour un chargement supérieur à celui donnée par la vitesse critique des TEI, la formation de points chauds est obtenue avec des forts gradients thermiques et des amplitudes de déplacement hors plan de l'ordre de plusieurs dizaines de micromètres. Ces déplacements hors plans sont supérieurs aux phénomènes de surface (type 3e corps) et modifient donc fortement le comportement thermomécanique et tribologique du système de frein.



# Conclusions et Perspectives

Cette thèse s'est intéressée à la compréhension et à la modélisation des phénomènes de localisations thermiques macroscopiques circonférentielles dans les systèmes de freins, nommées points chauds macroscopiques. Des relevés expérimentaux sur des disques ferroviaires ont associé aux points chauds macroscopiques des niveaux thermiques allant jusqu'à 1100°C localement, sollicitation nettement au-dessus des températures de transformation de la matière. Ces localisations thermiques sont l'origine des déformations hors plan aux interfaces de plusieurs dizaines de micromètres, supérieures aux épaisseurs de troisième corps. Ce phénomène de localisation est source de vibrations des freins (hot judder), d'usure accrue, de baisse de performance par les localisations de contact, et influence les émissions de particules par les ouvertures/fermetures du contact. Des 4 théories de la formation de points chauds explicitées dans la bibliographie, seules 2 théories sont abordées dans cette thèse qui correspondent à notre domaine d'application (disques de frein plein, non ventilés) : la théorie des instabilités thermoélastiques (TEI) et le progressive waviness distortion (PWD).

Dans le principe, l'approche TEI est une approche en stabilité qui vise à trouver un seuil de croissance d'une perturbation périodique introduite dans une analyse thermoélastique. Le critère est associé à une vitesse dite critique du fait de sa relation avec le flux de chaleur dissipé dans l'interface qui est le chargement principal du calcul thermoélastique. A ce titre, la solution donne une sollicitation critique mais ne renseigne pas sur l'amplitude des déformations hors plan.

L'approche PWD est basée sur l'analyse transitoire de propagation d'un défaut ou perturbation dans la sollicitation ou dans la géométrie avec évolution éventuelle des localisations résultantes. Cette méthode donne accès à des informations quantitatives de déformée, mais l'identification du seuil d'expansion (niveau de sollicitation critique) est plus délicat à obtenir. Ces modèles permettent d'introduire plus de paramètres géométriques ou matériaux, mais sont aussi plus chronophages.

Une analyse de la modélisation TEI de complexité graduelle a permis de proposer des explications sur les mécanismes intervenant dans les instabilités thermoélastiques. Une compétition apparaît entre la capacité de diffusion thermique et de déformation sous sollicitation thermoélastique (dilatations et contraintes mécaniques). Pour les systèmes où des déformations symétriques ou antisymétriques peuvent apparaître, tels que dans les freins à disque, se superpose la flexibilité du disque pour le cas antisymétrique. A ces mécanismes s'ajoutent d'autres effets mis en évidence par l'approche transitoire développée ici, telle que la rigidité de fixation,

bénéfique par limitation des déformations hors plan. Au niveau de la garniture, la plaque arrière et l'étrier rigidifient le système et augmentent nettement la vitesse critique.

La modélisation transitoire a permis d'investiguer l'influence de nombreux paramètres. Un résultat important est la sensibilité des résultats à la dépendance des propriétés des matériaux en température. L'influence de la superposition d'une bande chaude, apparaissant comme très influente dans les retours d'expérience, a pu être élucidée : même si la bande réduit le champ de sollicitation, ce qui contraint la structure et limite a priori les déformations, l'élévation des températures localisations alliée à la dépendance thermique des propriétés matériaux font chuter le seuil critique. La nécessité d'une description précise du système (géométrique, conditions aux limites), des matériaux et de la sollicitation apparaît clairement.

Une autre modélisation de la formation des points chauds au delà de l'introduction de perturbations périodiques est possible. La modélisation peut considérer la propagation d'une perturbation non-périodique dans la déformée du disque vers un plus grand nombre de perturbations. C'est le principe initial de la PWD, permettant d'introduire des sollicitations physiquement fondées. Plusieurs types de défauts ont été introduits. Les résultats tendent à montrer que l'évolution de la déformée survient à des seuils de vitesse inférieurs aux vitesses critiques de la théorie des TEIs. Ces seuils demeurent néanmoins difficiles à quantifier. Les résultats de déformée du disque à l'état final sont dépendant de l'amplitude de la perturbation initiale et de la configuration du freinage (vitesse de glissement, durée ...). Il apparaît ainsi que même si la propagation a lieu, celle-ci peut conduire à des amplitudes faibles, suivant la quantité d'énergie dissipée, avec des points chauds d'intensité alors très limitée. Cela renforce l'intérêt de l'approche transitoire.

Pour l'application freinage étudiée ici (configuration automobile) à géométrie, matériaux et conditions aux limites identiques, on constate que le même mode de déformation du disque apparaît dans le cas critique, indépendamment de la nature de la perturbation (périodique dans le flux, périodique dans la déformée du disque, unique, locale...). Une généralisation de ce résultat mériterait un approfondissement. Des modélisations différentes, avec perturbations initiales variables peuvent conduire à un état de déformée final similaire, néanmoins les seuils de criticité varient d'où la nécessité d'introduire des défauts ou singularités réalistes. Il reste également possible que l'évolution de la perturbation initiale puisse conduire à des déformées différentes, par effet non linéaires tels que la plasticité, ce qui est une perspective de ce travail. Les résultats montrent qu'il serait pertinent de coupler les approches transitoires et en stabilité permettant de considérer les évolutions des conditions initiales de l'analyse en stabilité (localisations radiales par exemple), ceci par une modélisation plus approfondie du couple disque/garniture et même du frein (mécanismes de dilatation thermique, rigidité du système, etc...). Cet enrichissement permettrait en outre de considérer l'influence d'autres paramètres tels que la présence de 3e corps (résistance thermique, rigidité...).

# Bibliographie

- AFFERRANTE, L., & CIAVARELLA, M. (2004a). Instability of thermoelastic contact for two half-planes sliding out-of-plane with contact resistance and frictional heating. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 52(7), 1527-1547. <https://doi.org/10.1016/j.jmps.2004.01.003>
- AFFERRANTE, L., & CIAVARELLA, M. (2007a). A note on thermoelastodynamic instability (TEDI) for a 1D elastic layer : Force control. *International Journal of Solids and Structures*, 44(5), 1380-1390. <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2006.06.030>
- AFFERRANTE, L., & CIAVARELLA, M. (2007b). Thermo-elastic dynamic instability (TEDI) in frictional sliding of two elastic half-spaces. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 55(4), 744-764. <https://doi.org/10.1016/j.jmps.2006.10.004>
- AFFERRANTE, L., CIAVARELLA, M., & BARBER, J. (2006). Sliding thermoelastodynamic instability. *Proc. R. Soc. A.*, 462(2071), 2161-2176. <https://doi.org/10.1098/rspa.2006.1676>
- AFFERRANTE, L., CIAVARELLA, M., DECUZZI, P., & DEMELIO, G. (2003a). Transient analysis of frictionally excited thermoelastic instability in multi-disk clutches and brakes. *Wear*, 254(1-2), 136-146. [https://doi.org/10.1016/S0043-1648\(02\)00306-X](https://doi.org/10.1016/S0043-1648(02)00306-X)
- AFFERRANTE, L., CIAVARELLA, M., DECUZZI, P., & DEMELIO, G. (2003b). Thermoelastic instability in a thin layer sliding between two half-planes : transient behaviour. *Tribology International*, 36(3), 205-212. [https://doi.org/10.1016/S0301-679X\(02\)00185-8](https://doi.org/10.1016/S0301-679X(02)00185-8)
- AFFERRANTE, L., & CIAVARELLA, M. (2004b). Frictionally Excited Thermoelastic Instability in the Presence of Contact Resistance. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 39, 1-7. <https://doi.org/10.1243/0309324041223926>
- AFFERRANTE, L., & CIAVARELLA, M. (2008). Thermo-Elastic Dynamic Instability (TEDI)—a review of recent results. *J Eng Math*, 61(2-4), 285-300. <https://doi.org/10.1007/s10665-007-9184-0>
- AKAY, A. (2002). Acoustics of Friction. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(4), 1525-1548. <https://doi.org/10.1121/1.1456514>
- AL-SHABIBI, A. M., & BARBER, J. (2002). Transient solution of a thermoelastic instability problem using a reduced order model. *International Journal of Mechanical Sciences*, 44(3), 451-464. [https://doi.org/10.1016/S0020-7403\(01\)00110-2](https://doi.org/10.1016/S0020-7403(01)00110-2)
- ANDERSON, A. E., & KNAPP, R. A. (1990). Hot spotting in automotive friction systems. *Wear*, 135(2), 319-337. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(90\)90034-8](https://doi.org/10.1016/0043-1648(90)90034-8)
- Ansys Product Help*. (s. d.). [https://ansyshelp.ansys.com/account/secured?returnurl=/Views/Secured/prod\\_page.html?pn=Mechanical%20APDL&prodver=22.1&lang=en](https://ansyshelp.ansys.com/account/secured?returnurl=/Views/Secured/prod_page.html?pn=Mechanical%20APDL&prodver=22.1&lang=en)
- AUDEBERT, N., BARBER, J. R., & ZAGRODZKI, P. (1998). Buckling of Automatic Transmission Clutch Plates Due To Thermoelastic/Plastic Residual Stresses. *J. of Thermal Stresses*, 21(3), 309-326. <https://doi.org/10.1080/01495739808956149>
- BADIE-LEVET, D. (1985). *Les Paramètres Thermiques Du Frottement Sec Métal-Matière Plastique. Recherche Des Champs de Température Dans Les Corps En Mouvement Relatif Pour Une Condition de Contact Imparfait : Application Aux Paliers*. Université de Nantes.

- BARBER, J. L., & HECTOR, L. G. (1999). Thermoelastic Contact Problems for the Layer. *Journal of Applied Mechanics*, 66(3), 806-808. <https://doi.org/10.1115/1.2791759>
- BARBER, J. R. (1969). Thermoelastic instabilities in the sliding of conforming solids. *Proc. Roy. Soc. A*(312), 381-394.
- BARBER, J. R., & YI, Y.-B. (s. d.). *lien\_telechargement\_HOTSPOTTER*. <https://mysite.du.edu/~yyi2/tei.html>
- BENDAWI, A. (2015). Thermomechanical Stabilities in Automotive Brakes & Clutches Systems, 157.
- BERTHIER, Y., FLAMAND, L., DALMAZ, G., DOWSON, D., LUBRECHT, A. A., & GEORGES, J. M. (1996). *The Third Body Concept : Interpretation of Tribological Phenomena*. Elsevier.
- BLOK, H. (1937). General Discussion on Lubrication and Lubricants : October, 1937. *Journal of the Institution of Locomotive Engineers*, 27(136), 322-324. [https://doi.org/10.1243/JILE\\_PROC\\_1937\\_027\\_019\\_02](https://doi.org/10.1243/JILE_PROC_1937_027_019_02)
- BRIATTE, M., MEGE-REUIL, A., DESPLANQUES, Y., PARRENS, C., & SANTACREU, P.-O. (2023). Relationships between third body flows, load-bearing mechanisms and particle emissions in automotive braking. *Wear*, 524–525, 204855. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2023.204855>
- BRISOU, F. (2022). Systèmes de freinage ferroviaires. *Techniques de l'Ingénieur*. <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/ingenierie-des-transport-th14/materiel-roulant-ferroviaire-42630210/systemes-de-freinage-ferroviaires-trp3062/>
- BRUNEL, F. (2007, janvier 1). *Étude Thermomécanique Du Couple Roue-Semelle Ferroviaire Sous Sollicitations de Freinage* (These de doctorat). Lille 1. <https://www.theses.fr/2007LIL10037>
- BRYANT, D., FIELDHOUSE, J. D., & TALBOT, C. J. (2011). Brake Judder - An Investigation of the Thermo-elastic and Thermo-plastic Effects during Braking. *Int. J. Vehicle Structures and Systems*, 3(1). <https://doi.org/10.4273/ijvss.3.1.07>
- BURTON, R. A., NERLIKAR, V., & KILAPARTI, S. R. (1973). Thermoplastic Instability in a Seal-Like Configuration. *Wear*(24), 177-188.
- BUSSETTA, P. (2009). *Modélisation et résolution du problème de contact mécanique et son application dans un contexte multi-physiques /*. Université du Québec à Chicoutimi. <https://doi.org/10.1522/030097727>
- CATHELINEAU, M. (2022). *Identification and Quantitative Modelling of Thermal Localization Mechanisms Associated with Low Frequency Vibration*. Eurobrake.
- CHO, H., & CHO, C. (2008). Prediction of Hot Spots by Correlating Finite Element Analysis and Measurement for an Automotive Disk Brake. *Tribology Transactions*, 51(5), 609-620. <https://doi.org/10.1080/10402000802011695>
- CIAVARELLA, M., JOHANSSON, L., AFFERRANTE, L., KLARBRING, A., & BARBER, J. (2003). Interaction of thermal contact resistance and frictional heating in thermoelastic instability. *International Journal of Solids and Structures*, 40(21), 5583-5597. [https://doi.org/10.1016/S0020-7683\(03\)00313-5](https://doi.org/10.1016/S0020-7683(03)00313-5)
- COULOMB, C. A. (1821). *Théorie des machines simples*. <https://www.abebooks.fr/rechercher-livre/titre/th%E9orie-des-machines-simples/auteur/charles-augustin-de-coulomb/ancien-occasion/>
- CRISTOL, A.-L. (2006). Caractérisation expérimentale du contact frottant disque garniture sous sollicitations sévères de freinage. Prise en compte des interactions tribologie, thermique et physico-chimie.
- DAVIN, E. (2019, décembre 18). *Amorce Du Crissement : Analyse Expérimentale Des Liens Avec Le Circuit Tribologique* (These de doctorat). Ecole centrale de Lille. <https://theses.fr/2019ECLI0018>

- DAVIS, C. L., KROUSGRILL, C. M., & SADEGHI, F. (2002). Effect of Temperature on Thermoelastic Instability in Thin Disks. *Journal of Tribology*, 124(3), 429-437. <https://doi.org/10.1115/1.1396341>
- DECUZZI, P., CIAVERELLA, M., & MONNO, G. (2001). Frictionally Excited Thermoelastic Instability in Multi-Disk Clutches and Brakes. *Journal of Tribology*, 123(4), 865-871. <https://doi.org/10.1115/1.1352740>
- DESPLANQUES, Y., & DEGALLAIX, G. (2008). Interactions between Third-Body Flows and Localisation Phenomena during Railway High-Energy Stop Braking. *SAE Int. J. Passeng. Cars – Mech. Syst.*, 1(2008-01-2583), 1267-1275. <https://doi.org/10.4271/2008-01-2583>
- DINWIDDIE, R. B., & LEE, K. (1998). IR-camera Methods for Automotive Brake System Studies. 3361, 66-74. <https://doi.org/10.1117/12.304744>
- DU, S., ZAGRODZKI, P., BARBER, J. R., & HULBERT, G. M. (1997). Finite Element Analysis of Frictionally Excited Thermoelastic Instability. *Journal of Thermal Stresses*, 20(2), 185-201. <https://doi.org/10.1080/01495739708956098>
- DUFRENOY, P., PANIER, S., & WEICHERT, D. (1998). Etude Sur Les Points Chauds Dans Les Freins à Disques Ferroviaires. *Journées Européennes du freinage*, 245-258.
- DUFRENOY, P. (1995). *Étude Du Comportement Thermomécanique Des Disques de Freins Vis-à-Vis Des Risques de Défaillance : Application Au Domaine Ferroviaire* (These de doctorat). Lille 1. <https://www.theses.fr/1995LIL10181>
- FRANGIEH, J., DESPLANQUES, Y., MANN, R., & DUFRENOY, P. (2023). Downscaling for disc-brake wear testing using a thermomechanical approach. *Mechanics & Industry*, 24, 24. <https://doi.org/10.1051/meca/2023016>
- GODET, M. (1984). The third-body approach : A mechanical view of wear. *Wear*, 100(1-3), 437-452. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(84\)90025-5](https://doi.org/10.1016/0043-1648(84)90025-5)
- GONET, T., MAHER, B. A., & KUKUTSCHOVÁ, J. (2021). Source apportionment of magnetite particles in roadside airborne particulate matter. *Science of The Total Environment*, 752, 141828. <https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2020.141828>
- KAO, T. K., & RICHMOND, J. W. (2000). Brake Disc Hot Spotting And Thermal Judder : An Experimental And Finite Element Study. *International Journal of Vehicle Design*, 23(3/4). <https://trid.trb.org/view/653313>
- KAO, T. K., RICHMOND, J. W., & DOUARRE, A. (2000). Brake disc hot spotting and thermal judder : an experimental and finite element study, 21.
- KASEM, H., BRUNEL, J. F., DUFRENOY, P., SIROUX, M., & DESMET, B. (2011). Thermal Levels and Sub-surface Damage Induced by the Occurrence of Hot Spots during High-Energy Braking. *Wear*, 270(5), 355-364. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2010.11.007>
- KENNEDY, F. (2001). Frictional Heating and Contact Temperatures. *Modern Tribology Handbook*, 1, 235-272.
- KREMPASZKY, C., & LIPPMANN, H. (2005). Frictionally Excited Thermoelastic Instabilities of Annular Plates Under Thermal Pre-Stress. *Journal of Tribology*, 127(4), 756-765. <https://doi.org/10.1115/1.2000980>
- LARAQI, N. (1996). Phénomène de Constriction Thermique Dans Les Contacts Glissants. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(17), 3717-3724. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(95\)00395-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(95)00395-9)
- LEBECK, A. (1980). The effect of ring deflection and heat transfer on the thermoelastic instability of rotating face seals. *Wear*, 59(1), 121-133. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(80\)90274-4](https://doi.org/10.1016/0043-1648(80)90274-4)
- LEE, K., & BARBER, J. R. (1993). Frictionally Excited Thermoelastic Instability in Automotive Disk Brakes. *Journal of Tribology*, 115(4), 607-614. <https://doi.org/10.1115/1.2921683>

- LIMPERT, R. (1992). Thermal Analysis of Friction Brakes. In *Brake Design and Safety*. Society of Automotive Engineers.
- LING, F. F., & PU, S. L. (1964). Probable Interface Temperatures of Solids in Sliding Contact. *Wear*, 7(1), 23-34. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(64\)90075-4](https://doi.org/10.1016/0043-1648(64)90075-4)
- MANN, R. (2017). *Experiments and Thermomechanical Modelling of Braking Application & Friction Material Characterization with Loading History Effect* (These de doctorat). Lille 1. <https://www.theses.fr/2017LIL10016>
- MAZO, L., CASSAGNE, B., BADIE-LEVET, D., & BARDON, J. (1978). Etude Des Conditions de Liaisons Thermique Dans Le Cas Du Frottement Sec Métal-Plastique. *Revue générale de thermique*, (204), 919-933.
- NEWCOMB, T. P. (1959). Transient temperatures attained in disk brakes. *Br. J. Appl. Phys.*, 10(7), 339-340. <https://doi.org/10.1088/0508-3443/10/7/311>
- ÖSTERLE, W., DÖRFEL, I., PRIETZEL, C., ROOCH, H., CRISTOL-BULTHÉ, A. .-, DEGALLAIX, G., & DESPLANQUES, Y. (2009). A Comprehensive Microscopic Study of Third Body Formation at the Interface between a Brake Pad and Brake Disc during the Final Stage of a Pin-on-Disc Test. *Wear*, 267(5), 781-788. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2008.11.023>
- PANIER, S. (2004). Progressive Waviness Distortion : A New Approach of Hot Spotting in Disc Brakes. *Journal of Thermal Stresses*, 28(1), 47-62. <https://doi.org/10.1080/01495730490498638>
- PANIER, S., DUFRÉNOY, P., & WEICHERT, D. (2004). An experimental investigation of hot spots in railway disc brakes, 10.
- PANIER, S. (2002). *Étude Théorique et Expérimentale Des Points Chauds Dans Les Organes de Friction : Application Au Freinage Ferroviaire* (These de doctorat). Lille 1. <https://www.theses.fr/2002LIL10110>
- PAPANGELO, A., & CIAVARELLA, M. (2020). The effect of wear on ThermoElastic Instabilities (TEI) in bimaterial interfaces. *Tribology International*, 142, 105977. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2019.105977>
- PAPANGELO, A., & CIAVARELLA, M. (2019). Can Wear Completely Suppress Thermoelastic Instabilities? *Journal of Tribology*, 142, 1-22. <https://doi.org/10.1115/1.4045818>
- QIAO, Y., CIAVARELLA, M., YI, Y.-B., & WANG, T. (2020). Effect of Wear on Frictionally Excited Thermoelastic Instability : A Finite Element Approach. *Journal of Thermal Stresses*, 43(12), 1564-1576. <https://doi.org/10.1080/01495739.2020.1792379>
- RAPONTCHOMBO OMANDA, J. (2019). *Performances de Garnitures Frittées Métalliques à Basse Teneur En Cuivre Pour Les Applications de Freinage Ferroviaire Haute Énergie* (These de doctorat). Université de Lille (2018-2021). <https://www.theses.fr/2019LILUI039>
- SARDÁ, A., HAAG, M., WINNER, H., & SEMSCH, M. (2008). Experimental Investigation of Hot Spots and Thermal Judder, 2008-01-2544. <https://doi.org/10.4271/2008-01-2544>
- SIGNORINI, A. (1933). Sopra alcune questioni di statica dei sistemi continui. *Annali della Scuola Normale Superiore di Pisa - Scienze Fisiche e Matematiche*, 2(2), 231-251. [http://www.numdam.org/item/ASNSP\\_1933\\_2\\_2\\_2\\_231\\_0/](http://www.numdam.org/item/ASNSP_1933_2_2_2_231_0/)
- TANG, J. (2017). Finite Element Modelling of Ventilated Brake Disc Hot Spotting. <https://bradscholars.brad.ac.uk/handle/10454/13340>  
Accepted : 2017-10-02T08 :59 :50Z
- TANG, J., BRYANT, D., & QI, H.-S. (2014). *Coupled CFD And FE Thermal Mechanical Simulation of Disc Brake*.
- UETZ, H., & FÖHL, J. (1978). Wear as an Energy Transformation Process. *Wear*, 49(2), 253-264. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(78\)90091-1](https://doi.org/10.1016/0043-1648(78)90091-1)

- WICKER, P. (2009, décembre 17). *Influence Des Garnitures de Frein Sur Les Sollicitations Thermiques Des Disques TGV et Conséquences Sur Les Risques de Fissuration* (These de doctorat). Ecole centrale de Lille. <https://theses.fr/2009ECLI0025>
- WONG, J. (2007, janvier 1). *Analyse de l'endommagement Par Fatigue Thermique et Modélisation Du Comportement Thermomécanique de Couples Disques-Garnitures de Type TGV* (These de doctorat). Ecole Centrale de Lille. <https://theses.fr/2007ECLI0026>
- XU, X. (2016). *Incidence and transfer behaviors of high-order hot judder in passenger cars* (thèse de doct.). Technische Universität Darmstadt. Darmstadt. <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/5873/>
- YANG, H. (2015). *Finite Element Analysis of Thermal Buckling in Automotive Clutch and Brake Discs*.
- YI, Y.-B., BARBER, J. R., & ZAGRODZKI, P. (2000). Eigenvalue solution of thermoelastic instability problems using Fourier reduction. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 456(2003), 2799-2821. <https://doi.org/10.1098/rspa.2000.0641>
- YI, Y.-B., DU, S., BARBER, J. R., & FASH, J. W. (1999). Effect of Geometry on Thermoelastic Instability in Disk Brakes and Clutches. *Journal of Tribology*, 121(4), 661-666. <https://doi.org/10.1115/1.2834120>
- ZAGRODZKI, P. (2009). Thermoelastic instability in friction clutches and brakes – Transient modal analysis revealing mechanisms of excitation of unstable modes. *International Journal of Solids and Structures*, 46(11-12), 2463-2476. <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2009.01.033>
- ZHAO, J., YI, Y.-B., & HEYAN, L. (2015). Effects of Frictional Material Properties on Thermoelastic Instability Deformation Modes. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J : Journal of Engineering Tribology*, 229. <https://doi.org/10.1177/1350650115576783>





## MODÉLISATION TRANSITOIRE DES MÉCANISMES DE LOCALISATIONS THERMOMÉCANIQUES MACROSCOPIQUES DANS UN CONTACT FROTTANT. APPLICATION AUX FREINS À DISQUE

### Résumé

Les observations sur des freins à disque révèlent l'apparition, pour des sollicitations généralement sévères, de localisations thermiques en surface des disques. Parmi ces phénomènes, les localisations circonférentielles macroscopiques (points chauds) restreignent les aires de contacts par déformations hors plan liées aux dilatations thermiques. Les conséquences sont critiques, avec des risques de fissuration accrues ou des vibrations basses fréquences qui peuvent se propager dans le véhicule. Plusieurs théories proposent d'expliquer la formation de ces points chauds : des mécanismes thermomécaniques stables liés à une diffusion de chaleur non-uniforme (cas des disques ventilés) ou des mécanismes thermomécaniques instables (cas des disques non ventilés principalement). Ces derniers sont généralement associés à des instabilités thermoélastiques (TEI) dont la résolution est faite par étude du risque (ou taux) de propagation d'une perturbation sinusoïdale dans le champ de pression de contact ou de la température en fonction de la vitesse de glissement. Une autre approche a été proposée plus récemment montrant la possibilité d'évolution d'une déformée initiale, sous sollicitation thermo-élasto-plastique, vers un plus grand nombre de localisations (PWD pour Progressive Waviness Deformation). La modélisation des localisations thermiques demeure difficile par les aspects multiphysiques et multiéchelles mis en jeu dans la problématique du freinage. Elle requiert des méthodes de résolution du problème thermique et thermomécanique, la prise en compte de comportement matériaux non-linéaires et la gestion du contact avec prise en compte du frottement. Considérant l'importance de confronter les approches proposées, mais aussi d'accéder à une quantification des déformations hors plan, la méthodologie proposée dans ce travail repose sur une modélisation transitoire thermomécanique par éléments finis. Il s'agit en outre de considérer différents paramètres, géométriques ou de la sollicitation, mis en évidence expérimentalement comme influant sur l'apparition des points chauds. Les développements proposés ont tout d'abord permis d'explicitier les mécanismes mis en jeu dans les processus conduisant aux risques de localisation thermique, par décomposition pas à pas de l'approche des TEI. L'approche transitoire proposée est ensuite décrite et tout d'abord confrontée, pour validation des seuils d'instabilité, à la résolution en stabilité (TEI). Cette approche a permis en outre d'étudier l'influence de divers paramètres et d'explicitier différents constats expérimentaux. Enfin une analyse approfondie des résultats a permis de positionner les approches proposées dans la bibliographie et de montrer leur concordance en termes de déformée finale (nombre de localisations) avec des seuils de déclenchement néanmoins différents. L'importance d'une représentation fine du système (géométrie, conditions aux limites et conditions initiales) est également soulignée.

**Mots clés :** freinage, thermomécanique, tribologie, multi-échelle, instabilité

---

### Abstract

Observations on brake disc reveal, generally under severe loading, that thermal localisations may occur on the disc surface. Such circumferential macroscopic localisations (hot spots) limit contact areas due to out-of-plane deformation caused by thermal expansion. The consequences are critical, as they increase the risks of cracking or low-frequency vibrations which can propagate throughout the vehicle. Several theories attempt to explain the formation of hot spots: stable thermomechanical mechanisms linked to non-uniform diffusion of heat (in case of ventilated brake disc) or instable thermomechanical instabilities (TEI), where the solution comes from studying the propagation rate of a sinusoidal perturbation in the contact pressure or temperature as function of the sliding speed. Another recently suggest approach shows that an initial deformation may evolve, under thermo-elasto-plastic stress, into a higher number of localisations (PWD : Progressive Waviness Deformation). Modelling thermal localisations remains challenging due to the multiphysic and multi-scale mechanisms encounter in frictional brakes. It requires thermal and thermomechanical solution that account nonlinear material behaviour and contact friction. The methodology of this work is based on finite element transient thermomechanical simulations and consider the importance to confront existing approaches and quantify out-of-plane deformations. In addition, numerous parameters must be considered, such as geometrical parameters or thermomechanical constrains, which experiments have proven to be factors of apparition of hot spots. The development proposed here first highlights the mechanisms involved in driving thermal localisations, by illustrating step by step the thermoelastic instabilities. The transient approach proposed here is then described and compared with analytical models from the literature (TEI) in terms of limit of stability. This approach allowed the study of several parameter and the explanation of some experimental observations. Finally, a detailed analyses of results enable a comparison between approaches from the literature, showing agreement in terms of final deformations (number of localisations) but with different thresholds. The importance of detailed modelling of the system (geometry, boundary conditions, initial conditions) is also emphasized.

**Keywords:** brake, thermomechanical, tribological, multi-scale, instability

---