



**HAL**  
open science

# Étude des mécanismes aérodynamiques à l'origine du bruit de contact pneumatique/chaussée.

Marianne Bou Leba Bassil

► **To cite this version:**

Marianne Bou Leba Bassil. Étude des mécanismes aérodynamiques à l'origine du bruit de contact pneumatique/chaussée.. Infrastructures de transport. École centrale de Nantes, 2020. Français. NNT : 2020ECDN0019 . tel-03134305v2

**HAL Id: tel-03134305**

**<https://theses.hal.science/tel-03134305v2>**

Submitted on 23 Mar 2021

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE CENTRALE DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE N° 602

*Sciences pour l'Ingénieur*

Spécialité : Mécanique des Milieux Fluides

Par

**Marianne BOU LEBA BASSIL**

**Étude des mécanismes aérodynamiques à l'origine du bruit de contact pneumatique/chaussée**

Thèse présentée et soutenue à Nantes, le 29/09/2020

Unité de recherche : Unité Mixte de Recherche en Acoustique Environnementale (UMRAE)

## Rapporteurs avant soutenance :

Paola Cinnella Professeure des Universités, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Paris

Michel Roger Professeur des Universités, École Centrale Lyon

## Composition du Jury :

Président : Honoré Yin

Examineurs : Laurent Perret

Pierre-Olivier Mattei

Directeur de Recherche, École des Ponts ParisTech, Marne-la-Vallée

Maître de Conférences, École Centrale de Nantes

Chargé de Recherche - HDR, Aix-Marseille Université

Dir. de thèse : Julien Cesbron

Chargé de Recherche - HDR, Université Gustave Eiffel, Bouguenais

## Invité

Philippe Klein Ingénieur des TPE, Université Gustave Eiffel, Bron



*À la mémoire de mon grand-père,  
Ghassan Abou Rihan.*





# Remerciements

Je voudrais dans un premier temps remercier mon directeur de thèse et encadrant Julien Cesbron, ainsi que mon co-encadrant Philippe Klein, pour leur patience, leur disponibilité et surtout leurs judicieux conseils, qui m'ont guidé tout au long de ces trois années de travail et ont contribué à alimenter ma réflexion. Je tiens à les remercier pour m'avoir accordé des entretiens et pour avoir répondu à mes questions. Ils ont été d'un grand soutien dans l'élaboration de ce mémoire ainsi que dans la participation à des congrès internationaux et la rédaction des articles correspondants.

J'exprime ma plus sincère gratitude envers Paola Cinnella, Michel Roger, Honoré Yin, Laurent Perret et Pierre-Olivier Mattei qui m'ont fait l'honneur de participer au jury de ma thèse.

Je remercie également toute l'équipe au sein de l'UMRAE surtout à Nantes et je voudrais exprimer ma reconnaissance envers ces collègues qui m'ont apporté leur soutien moral et intellectuel tout au long de ma démarche. Particulièrement, je remercie Vincent Gary pour son aide technique dans les diverses mesures effectuées et Sophie Gros pour sa confiance et son soutien moral.

Je tiens à remercier les membres de mon comité de suivi, Denis Duhamel et Pierre-Olivier Mattei, pour avoir partagé leurs connaissances et expériences dans le sujet de ma thèse, pour m'avoir orientée et conseillée.

Je remercie l'Ifsttar, l'Université Gustave Eiffel et la Région Pays de la Loire d'avoir co-financé cette thèse.

J'adresse mes sincères remerciements à tous mes amis doctorants à l'Université Gustave Eiffel, campus de Nantes. Leur soutien inconditionnel et leurs encouragements ont été d'une grande aide.

Je remercie mes très chers parents, surtout ma mère Roula qui a toujours été là pour moi. Ses prières et ses soutiens constants m'ont fourni les outils nécessaires pour réaliser mon travail jusqu'au bout. Un grand merci pour mes sœurs Tania et Nancy, et mon frère Tony, pour leurs encouragements.

Finalement, je tiens à témoigner toute ma gratitude à Maroun pour son soutien inestimable et sa patience qui m'ont grandement stimulée pour atteindre mon but avec succès.

À tous ces intervenants, je présente mes remerciements, mon respect et ma gratitude.



**Résumé :** Cette thèse traite des mécanismes de pompage d'air à l'origine du bruit de roulement dans le cas d'un pneumatique lisse roulant sur une cavité cylindrique intégrée à la chaussée. Un modèle CFD est utilisé pour calculer la variation de la pression d'air dynamique au fond de la cavité dont le volume varie durant le contact avec le pneu. Une méthode de piston a été validée pour modéliser cette variation de volume par un déplacement vertical du fond de la cavité, équivalent à la variation de son volume causée par la pénétration de la bande de roulement durant le contact. La variation de volume utilisée dans le modèle de piston est déterminée tout d'abord numériquement par un modèle de contact puis expérimentalement par la mesure de la pénétration de la gomme sur un banc d'essai. Ce dernier a également servi pour la mesure de la pression d'air dynamique au fond de la cavité, montrant que le pompage d'air dépend peu de la charge appliquée mais augmente avec la vitesse et diminue avec la profondeur de la cavité. Ces résultats sont ensuite comparés aux résultats numériques prenant en compte les différentes configurations expérimentales. La surpression interne calculée au fond de la cavité augmente avec la variation de volume et l'accord avec la mesure est satisfaisant. Le calcul de la pression d'air dynamique aux bords d'attaque et de fuite montre que le pompage d'air interne lors de l'ouverture de la cavité génère une onde qui se propage à l'extérieur principalement vers l'arrière du pneu. Le niveau d'énergie des ondes émises augmente avec la vitesse de roulement suivant un exposant de vitesse dont la valeur dépend du pourcentage de variation de volume de la cavité.

**Mots-clés :** bruit de contact pneumatique/chaussée, pompage d'air, cavité de chaussée, mesure de pression d'air dynamique, modélisation CFD, méthode de piston.

**Title :** Study of aerodynamic mechanisms leading to tyre/road noise

**Abstract :** This thesis deals with air-pumping mechanisms leading to tyre/road noise in the case of a slick tyre rolling on a cylindrical road cavity. A CFD model was used to calculate the dynamic air pressure variation at the cavity bottom, assuming a volume variation of this cavity during contact with the tyre. A piston method was validated in order to model this volume variation by a vertical displacement of the cavity bottom, equivalent to the volume variation caused by the tyre tread penetration during contact. The volume variation used in the piston model was determined first numerically by a contact model and then experimentally by measuring the penetration of the rubber on a test rig. The latter was also used for the measurement of dynamic air pressure at the cavity bottom, showing that air-pumping fewly depends on the applied load but increases with speed and decreases with the cavity depth. These results were then compared with the numerical results modeling the experimental set-up, considering the different testing configurations. The internal overpressure calculated at the cavity bottom increases with the change in volume and the agreement with measurements was satisfactory. The calculation of the dynamic air pressure at the leading and trailing edges showed that the internal air-pumping during the cavity opening generates an external wave which propagates mainly towards the rear of the tyre. The energy level of the emitted waves increases with the rolling speed according to a speed exponent which value depends on the percentage of the cavity volume variation.

**Keywords :** tyre/road noise, air-pumping, road cavity, dynamic air pressure measurement, CFD modeling, piston method.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Étude bibliographique</b>	<b>5</b>
1.1 Bruit de contact pneumatique/chaussée . . . . .	5
1.1.1 Sources de bruit de roulement . . . . .	5
1.1.1.1 Diverses origines de sources sonores . . . . .	6
1.1.1.2 Mécanismes amplificateurs . . . . .	8
1.1.2 Différentiation des sources de bruits et paradoxes engendrés . . . . .	8
1.1.2.1 Identification des sources et exposant de vitesse . . . . .	9
1.1.2.2 Paradoxe et dominance des mécanismes vibratoires . . . . .	11
1.1.3 Phénomène de pompage d'air . . . . .	14
1.1.3.1 Définition . . . . .	14
1.1.3.2 Les différents types de pompage d'air . . . . .	14
1.2 Mise en évidence expérimentale du pompage d'air . . . . .	15
1.2.1 Cas d'une cavité/rainure sur le pneumatique . . . . .	15
1.2.2 Cas d'une cavité dans la chaussée . . . . .	20
1.3 Modélisation analytique et numérique du pompage d'air . . . . .	24
1.3.1 Modélisation analytique de la variation de volume . . . . .	24
1.3.1.1 Cas d'une cavité/rainure sur le pneumatique . . . . .	24
1.3.1.2 Cas des aspérités de la chaussée . . . . .	25
1.3.2 Modélisation analytique des résonances d'air . . . . .	26
1.3.2.1 Résonance de Helmholtz . . . . .	26
1.3.2.2 Résonance de la cavité . . . . .	26
1.3.3 Modélisation numérique du pompage d'air . . . . .	27
Conclusions du Chapitre 1 . . . . .	33
<b>2 Modélisation CFD avec variation de volume d'air dans une cavité de chaussée</b>	<b>35</b>
2.1 Rappel et limites du modèle CFD sans variation de volume . . . . .	35
2.1.1 Rappel théorique . . . . .	35
2.1.2 Application à une cavité cylindrique fermée . . . . .	37
2.1.3 Limites de l'approche . . . . .	38
2.2 Méthode du piston pour la modélisation CFD avec variation de volume . . . . .	40
2.2.1 Principe de la méthode du piston . . . . .	40
2.2.1.1 Présentation générale . . . . .	40
2.2.1.2 Étape 1 : calcul de la déformée du pneu à l'aide d'un modèle de contact . . . . .	42
2.2.1.3 Étape 2 : variation de volume et déplacement du piston . . . . .	46
2.2.1.4 Étape 3 : modélisation CFD avec variation de volume de la cavité . . . . .	48
2.2.2 Validation de l'approche en 2D . . . . .	50

## Table des matières

---

2.2.2.1	Convergence en fonction du maillage spatial . . . . .	50
2.2.2.2	Convergence du modèle de turbulence . . . . .	52
2.2.2.3	Comparaison à la méthode de la membrane en 2D . . . . .	53
2.2.3	Effet de la variation de volume sur la pression d'air dynamique . . . . .	54
2.3	Application du modèle de piston à la modélisation 3D du pompage d'air . . . . .	56
2.3.1	Limites de la variation de volume issue du modèle de contact . . . . .	56
2.3.2	Modélisation de la variation de volume par une fonction analytique . . . . .	57
2.3.2.1	Concept et définition analytique de la variation de volume . . . . .	57
2.3.2.2	Résultats 2D - Loi de Laplace . . . . .	60
2.3.2.3	Calage de la variation de volume sur l'expérience de Hamet <i>et al.</i> (1990) . . . . .	62
2.3.3	Résultats du modèle 3D et estimation de l'exposant de vitesse . . . . .	64
	Conclusions du Chapitre 2 . . . . .	69
<b>3</b>	<b>Étude sur banc d'essai du pompage d'air dans une cavité de chaussée</b>	<b>71</b>
3.1	Présentation du dispositif expérimental . . . . .	71
3.1.1	Description du pneumatique et de la chaussée . . . . .	71
3.1.2	Description du capteur de pression intégré dans la cavité cylindrique . . . . .	73
3.1.3	Protocole de mesure et répétabilité . . . . .	75
3.1.3.1	Démarche expérimentale . . . . .	75
3.1.3.2	Répétabilité des mesures . . . . .	76
3.2	Méthode d'analyse des signaux mesurés . . . . .	77
3.2.1	Forme générale du signal mesuré . . . . .	77
3.2.2	Méthode d'analyse du signal au cours de la phase palier . . . . .	77
3.2.3	Méthode d'analyse du signal au cours de la phase de détente . . . . .	78
3.3	Résultats . . . . .	82
3.3.1	Configurations testées . . . . .	82
3.3.2	Influence de la charge totale appliquée . . . . .	83
3.3.3	Influence de la vitesse de roulement . . . . .	85
3.3.3.1	Influence de la vitesse de roulement sur la phase palier . . . . .	85
3.3.3.2	Influence de la vitesse de roulement sur la phase de détente . . . . .	88
3.3.4	Influence de la profondeur de la cavité . . . . .	93
3.3.4.1	Influence de la profondeur de cavité sur la phase du palier . . . . .	93
3.3.4.2	Influence de la profondeur de cavité sur la phase de détente . . . . .	95
	Conclusions du Chapitre 3 . . . . .	100
<b>4</b>	<b>Comparaisons essais/calculs</b>	<b>101</b>
4.1	Modélisation 3D du dispositif expérimental . . . . .	101
4.2	Détermination de la variation de volume de la cavité . . . . .	105
4.2.1	Calcul de la pénétration de la bande de roulement dans la cavité . . . . .	105
4.2.2	Mesure de la pénétration de la bande de roulement dans la cavité . . . . .	107
4.2.2.1	Dispositif expérimental . . . . .	107
4.2.2.2	Protocole de mesure . . . . .	108
4.2.2.3	Résultats . . . . .	109
4.2.2.4	Implémentation dans le modèle numérique . . . . .	109
4.3	Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques . . . . .	112
4.3.1	Effet de la profondeur de la cavité . . . . .	112
4.3.1.1	Effet de la profondeur de la cavité sur la phase palier . . . . .	112
4.3.1.2	Effet de la profondeur de la cavité sur la phase de détente . . . . .	116

4.3.2	Effet de la vitesse . . . . .	121
4.3.2.1	Effet de la vitesse sur la phase palier . . . . .	121
4.3.2.2	Effet de la vitesse sur la phase de détente . . . . .	124
4.4	Pression d'air aux bords d'attaque et de fuite . . . . .	128
4.4.1	Allure générale des signaux et effet de la variation de volume . . . . .	129
4.4.2	Comparaison entre la pression interne et la pression au bord de fuite . . .	130
4.4.3	Effet de la vitesse et calcul de l'exposant de vitesse $k$ . . . . .	132
	Conclusions du Chapitre 4 . . . . .	135
 <b>Conclusions et perspectives</b>		 <b>137</b>
 <b>Références bibliographiques</b>		 <b>141</b>
 <b>A Effet dièdre</b>		 <b>A.1</b>
A.1	Mise en évidence expérimentale . . . . .	A.1
A.2	Mise en évidence analytique . . . . .	A.2
A.3	Mise en évidence numérique . . . . .	A.4
 <b>B Caractéristiques du capteur de pression PCB 112 A22</b>		 <b>B.1</b>
 <b>C Transformation de Hilbert et décomposition modale empirique (EMD)</b>		 <b>C.1</b>
C.1	Transformation de Hilbert . . . . .	C.1
C.2	Décomposition modale empirique (EMD) . . . . .	C.2





# Table des figures

1.1	Phénomènes mécaniques : vibrations radiales et tangentielles des pains de gomme (1 et 3), vibrations radiales de la carcasse du pneu (ceinture et flancs - 2), phénomènes de stick/slip (4) et de stick/snap (5) (Anfosso-Lédée et Cesbron, 2013). . . . .	6
1.2	Phénomènes aérodynamiques : pompage d'air (1 et 2), résonance de tuyaux (3) et résonance de Helmholtz (4) (Anfosso-Lédée et Cesbron, 2013). . . . .	7
1.3	Schéma du résonateur de Helmholtz formé par la cavité et le pneumatique à l'arrière de la zone de contact (Conte, 2008). Cas d'un pneumatique lisse roulant sur une cavité de chaussée. . . . .	8
1.4	Courbes d'isocorrélation entre niveaux de bruit et niveaux de texture (Sandberg et Descornet, 1980). . . . .	9
1.5	Valeur moyenne de l'exposant de vitesse pour divers types de pneu et deux gammes de fréquences différentes (gauche : $f$ comprise entre 180 Hz et 900 Hz, droite : $f$ comprise entre 900 Hz et 11200 Hz) (Sandberg et Descornet, 1980). . . . .	10
1.6	Exposant de vitesse et domaine de fréquences attribués à chaque type de mécanisme générateur de bruit (Kuijpers et Van Blokland, 2001). . . . .	11
1.7	Évolution du niveau de bruit total mesuré en fonction de la vitesse et contribution de chaque source en $V^2$ et $V^4$ ( $U$ sur les figures) dans le cas d'un pneumatique lisse roulant sur un asphalte coulé (Mastic Asphalt) aux fréquences de : a) 160 Hz, b) 400 Hz et c) 2500 Hz (Winroth, 2013). . . . .	12
1.8	Évolution du niveau de bruit total calculé en fonction de la vitesse et contribution de chaque source en $V^2$ et $V^4$ ( $U$ sur les figures) dans le cas d'un pneumatique lisse roulant sur une surface rugueuse de granulométrie 5/8, aux fréquences de : a) 160 Hz et b) 1250 Hz (Winroth, 2013). . . . .	12
1.9	Évolution du coefficient de vitesse lors d'une régression multivariée menée par Kuijpers (2001) sur la base de données du projet Sperenberg. . . . .	14
1.10	Différents types de cavités susceptibles de contribuer au pompage d'air à l'interface pneumatique/chaussée (Conte, 2008). . . . .	15
1.11	Comparaison de l'émission du bruit entre un pneu lisse (« without tread blocks ») et un pneu à sculptures (« original ») roulant sur une surface rugueuse (Iwao et Yamazaki, 1996). . . . .	16
1.12	Accéléromètres insérés dans la bande de roulement selon les directions axiale, radiale et tangentielle (Jennewein et Bergmann, 1985). . . . .	17
1.13	Évolution temporelle de la pression acoustique (trait plein) et de l'accélération tangentielle (trait pointillé) dans une rainure transversale (Jennewein et Bergmann, 1985). . . . .	17
1.14	Écoulement de l'eau autour d'un pneu lisse représenté sous forme de lignes de courant (Schaaf <i>et al.</i> , 1990). . . . .	18
1.15	Montage expérimental et géométrie du pneu à cavité (Eisenblaetter, 2008). . . . .	18

## Table des figures

1.16	Signal de pression acoustique mesurée au bord d'attaque pour une vitesse de roulement égale à 41 km/h (Eisenblaetter, 2008). . . . .	19
1.17	Signal de pression acoustique au bord de fuite pour une roue lisse comprenant une cavité circulaire roulant à une vitesse de 41 km/h. La ligne pointillée verticale désigne le moment de l'ouverture totale de la cavité (Eisenblaetter, 2008). . . . .	19
1.18	Exemple de pression dynamique mesurée en fond de cavité (Hamet <i>et al.</i> , 1990).	20
1.19	Variation de la fréquence des oscillations de pression au fond de la cavité, de diamètre 20mm et de profondeur 80mm, en fonction de la distance parcourue et pour plusieurs vitesses de roulement (Hamet <i>et al.</i> , 1990). . . . .	21
1.20	Pression relative $P/P_{max}$ mesurée dans deux cavités de profondeur 40 et 80 mm (Hamet <i>et al.</i> , 1990) et de diamètre 20 mm. . . . .	21
1.21	Pression mesurée à la sortie de la zone de contact pour la cavité de 20 mm de diamètre et 80 mm de profondeur, à une vitesse de : a) 80 km/h b) 45 km/h (Hamet <i>et al.</i> , 1990). . . . .	22
1.22	Signal de pression acoustique mesuré par le microphone A au cours du roulement d'un pneu lisse sur une rainure (Schaaf <i>et al.</i> , 1990). . . . .	23
1.23	Modèle du monopole acoustique de Hayden (Eisenblaetter, 2008). . . . .	24
1.24	a) Représentation simplifiée du contact pneumatique/chaussée dans le but de modéliser le pompage d'air à l'interface de contact (Ronneberger, 1989); b) Niveaux de bruit calculés pour diverses vitesses (traits pointillés) et comparaison avec les mesures (traits pleins) (Ronneberger, 1984). . . . .	25
1.25	Diagramme schématique du modèle de source piston/porte coulissante/cavité (Kim <i>et al.</i> , 2006). . . . .	27
1.26	Lignes de courant au bord d'attaque (a et b) et au bord de fuite (c et d) de la zone de contact. Cas a : au cours de la fermeture de la rainure, cas b : fermeture totale de la rainure, cas c : au cours de l'ouverture de la rainure, cas d : ouverture totale de la rainure (Kim <i>et al.</i> , 2006). . . . .	28
1.27	Comparaison du bruit généré au bord de fuite par le pompage d'air et les sources vibratoires en fonction de la fréquence. Roulement d'un pneu lisse (dont la géométrie déformée est calculée par KTH) sur une chaussée réelle ISO (ITARI, 2007).	28
1.28	Schéma du modèle CFD pour le passage du pneu lisse sur la cavité cylindrique intégrée à la chaussée (Conte, 2008). . . . .	29
1.29	Résultats de la pression d'air calculée au fond de la cavité (a), à l'avant (b) et à l'arrière (c) de la zone de contact (Conte, 2008). . . . .	30
1.30	Variation du déplacement du fond de la cavité avec le temps (Bérenghier <i>et al.</i> , 2016).	31
1.31	Comparaison des pressions d'air calculées en 2D sans et avec variation de volume a) au fond de la cavité b) au bord d'attaque et c) au bord de fuite (Bérenghier <i>et al.</i> , 2016). . . . .	32
2.1	Modèle CFD simulant le passage d'un pneumatique lisse sur une cavité cylindrique : a) maillage 2D; b) maillage 3D. Géométries du pneu déformé issues respectivement de Conte (2008) et Conte et Klein (2013). . . . .	37
2.2	Principe du modèle numérique simulant le roulement d'un pneumatique sur une cavité cylindrique intégrée à la chaussée. . . . .	38
2.3	Pression d'air dynamique calculée au fond de la cavité ( $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h) lors du passage d'un pneumatique lisse (calculs CFD sans prise en compte de la variation de volume). . . . .	39
2.4	Pression dynamique calculée avec les approches de a) Conte (2008) (2D) et b) Conte et Klein (2013) (3D) ( $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h). . . . .	39

2.5	Pression mesurée par Hamet <i>et al.</i> (1990) ( $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h).	40
2.6	a) Variation de volume de la cavité due à la pénétration de la bande de roulement et b) le déplacement équivalent du fond de la cavité par la méthode du piston. . . . .	41
2.7	Principe de calcul de la pression d'air dynamique au fond de la cavité à l'aide du modèle CFD de piston, avec variation de volume calculée par un modèle de contact.	41
2.8	Description géométrique du contact à l'interface pneumatique/chaussée. . . . .	42
2.9	Discrétisation de la surface du massif semi-infini (Cesbron, 2018). . . . .	43
2.10	Déformée globale du pneumatique obtenue à l'aide du modèle de contact de Cesbron et Yin (2010). . . . .	44
2.11	a) Distribution de pression dans la zone de contact, b) pénétration de la bande de roulement associée lorsque le centre de la cavité est aligné avec le centre de la roue.	45
2.12	Pénétration de la bande de roulement $z_m(x, t)$ calculée pour différentes positions $x_c$ de la cavité par rapport au centre de la roue ( $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h).	47
2.13	Déplacement équivalent du fond de la cavité $z_{\text{piston}}^{2D}(t)$ en fonction du temps (cas 2D; $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h). . . . .	47
2.14	a) Maillage 2D utilisé dans le modèle CFD avec variation de volume; b) maillage du domaine 1. Géométrie du pneu déformé issue du modèle de contact de Cesbron et Yin (2010) (cf. Figure 2.10). . . . .	48
2.15	a) Pénétration de la bande de roulement dans la cavité centrée dans la zone de contact ( $x_c=0$ ) (méthode de la membrane); b) déplacement en fond de la cavité donnant une variation de volume équivalente (méthode du piston). . . . .	50
2.16	Pression d'air dynamique au fond de la cavité calculée par le modèle du piston ( $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6}$ s), pour diverses résolutions du maillage de la cavité $\Delta_x$ et $\Delta_z$ ( $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h). . . . .	51
2.17	Pression d'air dynamique calculée par le modèle du piston ( $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6}$ s), pour divers modèles de turbulences. . . . .	52
2.18	Variation de la pression d'air dynamique au fond de la cavité calculée avec variation de volume suivant les méthodes de la membrane et du piston ( $\Delta t = 4,5 \cdot 10^{-5}$ s), et comparaison avec le cas sans variation de volume ( $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h). . . . .	53
2.19	Influence de la variation de volume $\Delta S/S$ calculée par le modèle de contact sur la pression d'air a) au fond de la cavité b) au bord d'attaque c) au bord de fuite (à 7 cm de la zone de contact). $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h, simulation en 2D. Les traits pointillés délimitent respectivement, de gauche à droite, le début et la fin de la fermeture de la cavité puis le début et la fin de son ouverture. $p_v$ et $p_{sv}$ sont respectivement les pressions calculées avec et sans variation de volume. . . . .	54
2.20	Simulation 3D des mesures de Hamet <i>et al.</i> (1990) : a) déplacement du piston équivalent calculé $z_{\text{piston}}^{3D}(t)$ ; b) pression d'air au fond de la cavité avec variation de volume (méthode du piston) et sans variation de volume ( $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h). . . . .	57
2.21	Principe de calcul de la pression d'air dynamique au fond de la cavité à l'aide du modèle CFD du piston, avec variation de volume estimée par une fonction analytique.	58
2.22	Déplacement du fond de la cavité en fonction du temps décrit par une fonction analytique. $t_1$ et $t_2$ sont respectivement le début et la fin de la fermeture de la cavité; $t_3$ et $t_4$ sont respectivement le début et la fin de son ouverture. . . . .	58
2.23	Influence de la variation de volume décrite par une fonction analytique sur la pression au fond de la cavité (simulations 2D, $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h). . . . .	60
2.24	Variation de la surpression $\Delta p$ en fonction de la variation de volume de la cavité (simulations 2D, $d = 15$ mm, $L_0 = 30$ mm, $v = 80$ km/h). . . . .	61

## Table des figures

---

2.25	Résultats du modèle CFD 3D avec variation de volume analytique : a) déplacement du piston équivalent; b) pression au fond de la cavité; c) pression au bord d'attaque; d) pression au bord de fuite (à 20 cm de la zone de contact); $d=15$ mm, $L_0=30$ mm, $v=80$ km/h. . . . .	63
2.26	Schématisme de la position des points d'observation de la pression aux bords d'attaque et de fuite. . . . .	65
2.27	Effet de la vitesse sur la pression d'air dynamique a) au bord d'attaque; b) au bord de fuite pour une distance de 20 cm de la zone de contact, simulation 3D avec variation de volume analytique. . . . .	66
2.28	Niveau d'énergie en fonction de la vitesse de roulement avec variation de volume pour une distance de 20 cm de la zone de contact : a) au bord d'attaque; b) au bord de fuite. (—) droite de régression, (- - -) intervalle de prédiction à 95%; $d=15$ mm, $L_0=30$ mm, simulation 3D avec variation de volume calée sur l'expérimentation de Hamet <i>et al.</i> (1990). . . . .	67
2.29	Variation de l'exposant de vitesse $k$ avec la distance à la zone de contact ( $GR_i$ ); $d=15$ mm, $L_0=30$ mm, simulation 3D avec variation de volume calée sur l'expérimentation de Hamet <i>et al.</i> (1990). . . . .	68
3.1	Banc d'essai pour le contact dynamique pneumatique/chaussée utilisé pour l'étude du pompage d'air en laboratoire. . . . .	72
3.2	Dimensions du pneumatique de karting 114/55 R5 utilisé sur le banc d'essai. . . . .	72
3.3	Volume parallélépipédique (à gauche) recevant la plaque métallique intégrant la cavité cylindrique instrumentée d'un capteur de pression dynamique (à droite). . . . .	73
3.4	Capteur de pression dynamique de marque PCB PIEZOTRONICS (modèle 112A22) utilisé pour l'étude du pompage d'air en fond de cavité. . . . .	74
3.5	Montage du capteur de pression sur la plaque métallique (vue de derrière). Le capteur est vissé sur une bague support qui est ensuite collée sur la plaque support à l'aide d'une colle cyanoacrylate liquide (CYANO CYBERBOND CB 2610). . . . .	74
3.6	Système d'acquisition utilisé pour les mesures de pression dynamique au fond d'une cavité cylindrique. . . . .	75
3.7	Signaux de pression au fond de la cavité correspondant à 100 passages du pneumatique sur la cavité ( $d = 5$ mm, $L_0 = 30$ mm, $P = 1000$ N) a) $v = 2,5$ m/s, b) $v = 15$ m/s. . . . .	76
3.8	Signal de pression mesuré au fond de la cavité ( $d=5$ mm, $L_0=30$ mm, $v=5$ m/s, $P=1000$ N). Les trois phases caractéristiques (compression, palier de surpression et détente) sont bien retrouvées expérimentalement. . . . .	77
3.9	Calcul de la pression maximale atteinte durant la phase du palier ( $d=5$ mm; $L_0=10$ mm; $v=5$ m/s; $P=1000$ N). . . . .	78
3.10	Identification de deux types d'oscillations de pression ( $d=5$ mm, $L_0=20$ mm, $v=10$ m/s, $P=1000$ N) lors de la phase de détente. . . . .	79
3.11	Méthode des pics pour le calcul de la fréquence et de l'amplitude des oscillations de pression lors de la phase de détente ( $d = 5$ mm, $L_0 = 20$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N). . . . .	79
3.12	Variation de a) la fréquence et b) l'amplitude des oscillations de pression avec le temps calculées lors de la phase de détente par la méthode des pics ( $d=5$ mm, $L_0=20$ mm, $v=10$ m/s, $P=1000$ N). . . . .	80

3.13	Variation des fréquences instantanées avec le temps calculées par la décomposition modale empirique et la transformation de Hilbert ( $d=5$ mm, $L_0=20$ mm, $v=10$ m/s, $P=1000$ N) au cours de la phase de détente. Le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations. . . . .	81
3.14	Exemple de fréquence instantanée avec valeurs négatives et suppression des valeurs négatives par interpolation ( $d = 5$ mm, $L_0 = 20$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N). . . . .	81
3.15	Comparaison des méthodes de calcul de fréquences des oscillations de pression à la détente ( $d = 5$ mm; $L_0 = 20$ mm; $v = 10$ m/s; $P = 1000$ N). . . . .	82
3.16	Pourcentage d'écart $\epsilon_p$ par rapport à la pression moyenne en fonction de la charge au cours de la phase palier. . . . .	83
3.17	Variation de la pression au fond de la cavité en fonction de la charge appliquée : a) phase palier; b) phase de détente ( $d = 5$ mm, $L_0 = 1$ mm, $v = 7,5$ m/s). . . . .	84
3.18	Variation de la pression au fond de la cavité en fonction de la charge appliquée : a) phase palier; b) phase de détente ( $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $v = 12,5$ m/s). . . . .	84
3.19	Variation de la pression au fond de la cavité en fonction de la charge appliquée ( $d = 5$ mm, $v = 2,5$ m/s) a) $L_0 = 1$ mm, b) $L_0 = 30$ mm. . . . .	85
3.20	Signaux de pression d'air mesurée au fond de la cavité en fonction de la distance parcourue pour différentes vitesses de roulement ( $d = 5$ mm, $P = 1000$ N). Les cinq profondeurs de cavité sont considérées. . . . .	86
3.21	Pression palier en fonction de la vitesse de roulement pour les 5 profondeurs testées ( $d = 5$ mm; $P = 1000$ N). . . . .	87
3.22	Estimation de la longueur de l'aire de contact $l_c$ dans la direction du roulement en fonction de la vitesse ( $d = 5$ mm, $P = 1000$ N). . . . .	88
3.23	Oscillations de pression au fond de la cavité en fonction du temps pour différentes vitesses de roulement ( $d = 5$ mm, $P = 1000$ N). Les cinq profondeurs de cavité sont considérées. . . . .	89
3.24	Fréquence instantanée des oscillations de pression au fond de la cavité en fonction du temps pour différentes vitesses ( $d = 5$ mm, $P = 1000$ N). Les cinq profondeurs de cavité sont considérées. Le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations. . . . .	90
3.25	Amplitude des oscillations de pression au fond de la cavité avec la vitesse ( $d = 5$ mm, $P = 1000$ N) au cours de la phase de détente. . . . .	91
3.26	Différence de pression générée à l'ouverture de la cavité, $\Delta p = p_{palier} - p_{détente}$ , en fonction de la vitesse ( $d = 5$ mm, $P = 1000$ N) pour différentes profondeurs de cavité. . . . .	92
3.27	Différence de pression $\Delta p$ générée à l'ouverture de la cavité en fonction de la vitesse de roulement : a) $L_0 = 1$ mm; b) $L_0 = 30$ mm. (–) droite de régression, (- - -) intervalle de prédiction à 95%; $d=5$ mm, $P=1000$ N. . . . .	93
3.28	Signaux de pression d'air mesurée au fond de la cavité en fonction du temps pour toutes les profondeurs testées et pour différentes vitesses de roulement ( $d = 5$ mm, $P = 1000$ N). . . . .	94
3.29	Différence entre la pression palier de chaque cavité et la pression palier de la cavité de 30 mm de profondeur, en fonction du volume de la cavité ( $d=5$ mm, $P = 1000$ N). . . . .	95
3.30	Oscillations de pression au fond de la cavité en fonction du temps pour toutes les profondeurs testées et pour différentes vitesses de roulement ( $d = 5$ mm, $P = 1000$ N). . . . .	96

## Table des figures

3.31	Variation de la fréquence instantanée des oscillations au fond de la cavité avec la variation de la profondeur ( $d = 5 \text{ mm}$ ; $P = 1000 \text{ N}$ ). Le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations. . . . .	96
3.32	Amplitude des oscillations de pression au fond de la cavité avec la profondeur ( $d=5 \text{ mm}$ , $P=1000 \text{ N}$ ) au cours de la phase de détente. . . . .	97
3.33	Ratio de pression palier $r_{\Delta L/L}^{palier}$ et d'amplitude d'oscillations durant la détente $r_{\Delta L/L}^{A_2}$ suite à la variation de la profondeur entre 1 et 30 mm ( $d = 5 \text{ mm}$ , $P = 1000 \text{ N}$ ). . . . .	98
3.34	Ratio $r_{A/p}$ entre la pression au fond de la cavité durant la phase de détente et la pression au fond de la cavité durant la phase palier en fonction de la profondeur de cavité $L_0$ , pour $v = 10 \text{ m/s}$ et $15 \text{ m/s}$ ( $d = 5 \text{ mm}$ , $P = 1000 \text{ N}$ ). . . . .	99
3.35	Différence de pression générée à l'ouverture de la cavité, $\Delta p = p_{palier} - p_{détente}$ , en fonction de la profondeur de la cavité ( $d = 5 \text{ m}$ , $P = 1000 \text{ N}$ ). . . . .	99
4.1	Géométrie 3D du pneu déformé 114/55 R5 obtenue sous Abaqus pour une charge appliquée de 1000 N et une pression de gonflage de 1 bar. . . . .	101
4.2	Géométrie 3D et maillage modélisant le passage du pneu de karting de dimensions 114/55 R5 sur la cavité de 5 mm de diamètre et de 10 mm de profondeur : a) domaine fluide autour du pneu, b) cavité cylindrique. . . . .	102
4.3	a) Maillage raffiné au fur et à mesure de l'approche de la zone du contact, b) zoom sur la zone la plus proche du contact. . . . .	103
4.4	Variation de la pression d'air dynamique calculée au fond de la cavité sans variation de volume dans le cas 3D du pneumatique de karting de dimensions 114/55 R5 ( $d=5 \text{ mm}$ , $L_0=10 \text{ mm}$ , $v=10 \text{ m/s}$ ). . . . .	104
4.5	Profil longitudinal du pneumatique de karting 114/55 R5 déformé, calculé par le modèle de contact de Cesbron et Yin (2010) reposant sur l'hypothèse de massif semi-infini élastique. . . . .	105
4.6	Déplacement 3D du fond de la cavité calculé à partir des résultats du modèle de contact de Cesbron et Yin (2010) et tracé ici en fonction du temps pour $v= 10 \text{ m/s}$ ( $d = 5 \text{ mm}$ , $L_0 = 10 \text{ mm}$ , pneu de karting 114/55 R5). . . . .	106
4.7	a) Variation de la pression d'air calculée au fond de la cavité sans et avec variation de volume $\Delta V/V_0 = 1,6\%$ , calculée par le modèle de contact (Cesbron et Yin, 2010), et comparaison avec la mesure ; b) zoom sur la phase de détente. Cas 3D du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5 \text{ mm}$ , $L_0 = 10 \text{ mm}$ , $v= 10 \text{ m/s}$ , $P = 1000 \text{ N}$ . . . . .	106
4.8	Montage du a) capteur de déplacement sur b) la plaque métallique intégrant la cavité. . . . .	107
4.9	Montage du laser pour contrôler le déplacement longitudinal du pneu. . . . .	108
4.10	Pénétration de la bande de roulement mesurée dans la cavité en fonction de la distance longitudinale entre le centre de la cavité et le centre du pneu. . . . .	109
4.11	a) Déplacement du fond de la cavité en fonction du temps ( $d=5 \text{ mm}$ , $L_0=10 \text{ mm}$ , $v=10 \text{ m/s}$ ) issu de la mesure de la pénétration de la bande de roulement du pneumatique directement sur le banc d'essai, présenté avec et sans traitement du signal, b) zoom sur le déplacement durant le parcours de la zone de contact. . . . .	110
4.12	Pression calculée au fond de la cavité avec et sans traitement du déplacement mesuré. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5 \text{ mm}$ , $L_0 = 10 \text{ mm}$ , $v= 10 \text{ m/s}$ , $\Delta V/V_0 = 1,6\%$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	110
4.13	a) Comparaison des essais aux calculs avec variations de volume issues de la mesure ou du modèle de contact ( $\Delta V/V_0 = 1,6\%$ ) ; b) signaux ajustés en temps pour la comparaison de l'oscillateur de Helmholtz. Cas 3D du pneu de karting 114/55 R5, $d=5 \text{ mm}$ , $L_0=10 \text{ mm}$ , $v=10 \text{ m/s}$ , $P=1000 \text{ N}$ . Le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré. . . . .	111

4.14	Comparaison essais/calculs pour les oscillations de pression à la détente ( $\Delta V/V_0 = 1,6\%$ , mesurée) : a) fréquence instantanée (le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations); b) amplitude. Cas 3D du pneu de karting 114/55 R5; $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N. . . . .	111
4.15	Comparaison des pressions d'air mesurées et calculées au fond de la cavité durant la phase de compression. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N, variation de volume $\Delta V/V$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	113
4.16	a) Pression palier $p_{palier}$ et b) différence de pression à l'ouverture de la cavité $\Delta p = p_{palier} - p_{détente}$ , calculées en fonction de la profondeur de la cavité $L_0$ et comparées avec la mesure. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N. . . . .	114
4.17	Régression linéaire calculée pour trouver les valeurs de $\alpha_1$ et $\beta_1$ , à partir de a) $p_{palier,c}$ b) $p_{palier,m}$ , associées à la Figure 4.16 a. (–) droite de régression, (- - -) intervalle de prédiction à 95%. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N. . . . .	115
4.18	Régression linéaire calculée pour trouver les valeurs de $\alpha_2$ et $\beta_2$ , à partir de a) $\Delta p_c$ b) $\Delta p_m$ , associées à la Figure 4.16 b. (–) droite de régression, (- - -) intervalle de prédiction à 95%. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N. . . . .	115
4.19	a) Oscillations de pression d'air calculées au fond de la cavité durant la phase de détente pour différentes profondeurs; b) fréquences instantanées correspondantes. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N, variation de volume $\Delta V/V$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	116
4.20	Comparaison des oscillations de pressions d'air mesurées et calculées au fond de la cavité durant la phase de détente. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d=5$ mm, $v=10$ m/s, $P=1000$ N, variation de volume $\Delta V/V$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	117
4.21	Comparaison des oscillations de pressions d'air dynamique calculée en 3D et mesurée au fond de la cavité durant la phase de détente : a) fréquences instantanées $FRI_1$ (le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations); b) amplitudes $A_i$ . Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d=5$ mm, $L_0=[1;5;10]$ (mm), $v=10$ m/s, $P=1000$ N, variation de volume mesurée. . . . .	118
4.22	Comparaison des oscillations de pressions d'air dynamique calculée en 3D et mesurée au fond de la cavité durant la phase de détente : a) fréquences instantanées $FRI_1$ (le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations); b) amplitudes $A_i$ . Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d=5$ mm, $L_0=[20;30]$ (mm), $v=10$ m/s, $P=1000$ N, variation de volume mesurée. . . . .	119
4.23	Ratio $r_{A/p}$ entre l'amplitude de la pression calculée au fond de la cavité après son ouverture totale $A_2$ et la pression calculée au fond de la cavité durant la phase palier $p_{palier}$ , en fonction de la profondeur de cavité $L_0$ et pour $v = 10$ m/s. Le résultat est comparé avec les valeurs trouvées à partir des données mesurées. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $P = 1000$ N. . . . .	120
4.24	Pressions d'air calculées au fond de la cavité pour différentes vitesses. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $P = 1000$ N, variation de volume $\Delta V/V$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	121
4.25	Comparaison des pressions d'air mesurées et calculées au fond de la cavité durant la phase de compression. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $P = 1000$ N, variation de volume $\Delta V/V$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	122



## Table des figures

4.26 a) Pression palier $p_{palier}$ et b) différence de pression à l'ouverture de la cavité $\Delta p = p_{palier} - p_{detente}$ , calculées en fonction de la vitesse de roulement et comparées avec la mesure. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $P = 1000$ N. . . . .	123
4.27 Différence de pression $\Delta p$ calculée à l'ouverture de la cavité en fonction de la vitesse. (–) droite de régression, (- - -) intervalle de prédiction à 95%. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d=5$ mm, $L_0=10$ mm, $P=1000$ N. La régression est effectuée pour calculer l'exposant de vitesse $k_{\Delta p}$ reliant le carré de la différence de pression générée à l'ouverture de la cavité, $(\Delta p)^2$ , à la vitesse $v$ . . . . .	123
4.28 a) Oscillations de pression d'air calculées au fond de la cavité durant la phase de détente pour différentes vitesses ; b) fréquences instantanées correspondantes. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $P = 1000$ N, variation de volume $\Delta V/V$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	124
4.29 Comparaison des oscillations de pressions d'air mesurées et calculées au fond de la cavité durant la phase de détente. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d=5$ mm, $L_0=10$ mm, $P=1000$ N, variation de volume $\Delta V/V$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	125
4.30 Comparaison des oscillations de pressions d'air calculées et mesurées au fond de la cavité durant la phase de détente a) fréquences instantanées $FRI_1$ (le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations); b) amplitudes $A_i$ . Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $v = [5;7,5;10]$ m/s, $P = 1000$ N, variation de volume mesurée. . . . .	126
4.31 Comparaison des oscillations de pressions d'air calculées et mesurées au fond de la cavité durant la phase de détente a) fréquences instantanées $FRI_1$ (le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations); b) amplitudes $A_i$ . Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $v = [12,5;15]$ m/s, $P = 1000$ N, variation de volume mesurée. . . . .	127
4.32 Schéma des points d'observation de la pression aux bords d'attaque et de fuite. Cas du pneu de karting 114/55 R5. . . . .	128
4.33 Influence de la variation de volume sur la pression d'air calculée par modèle CFD 3D a) au fond de la cavité b) au bord d'attaque c) au bord de fuite (à 9 cm de la zone de contact). Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $v = 10$ m/s. Les traits pointillés délimitent respectivement, de gauche à droite, le début et la fin de la fermeture de la cavité, puis le début et la fin de son ouverture. $p_v$ est la pression calculée au bord de fuite avec variation de volume. . . . .	129
4.34 Rapport $r_{pc}$ entre la pression rayonnée à l'arrière et la pression interne calculées, en fonction de a) la vitesse de roulement ( $L_0 = 10$ mm) et b) la profondeur de la cavité ( $v = 10$ m/s). Cas du pneu de karting 114/55 R5 ; $d = 5$ mm, $P = 1000$ N. . . . .	131
4.35 Comparaison a) des signaux et b) des fréquences instantanées des oscillations de pressions interne et externe émise à l'arrière (13,5 cm de la zone de contact). Cas du pneu de karting 114/55 R5 ; $d = 5$ mm, $L_0 = 20$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N. . . . .	131
4.36 Effet de la vitesse sur la pression d'air a) au bord d'attaque et b) au bord de fuite pour une distance de 12 cm de la zone de contact. Cas du pneu de karting 114/55 R5 ; $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $\Delta V/V = 1,6\%$ . . . . .	132
4.37 Niveau d'énergie en fonction de la vitesse de roulement avec variation de volume pour une distance de 12 cm de la zone de contact : a) au bord d'attaque ; b) au bord de fuite. (–) droite de régression linéaire la mieux adaptée, (- - -) intervalle de prédiction à 95%. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $\Delta V/V = 1,6\%$ mesurée sur le banc d'essai. . . . .	132

4.38	Variation de l'exposant de vitesse $k$ avec la distance à la zone de contact ( $GR_i$ ). Cas du pneu de karting 114/55 R5 ; $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $\Delta V/V = 1,6\%$ mesurée sur le banc d'essai. . . . .	134
A.1	Montage expérimental réalisé par Graf <i>et al.</i> (2002). . . . .	A.1
A.2	Variation de l'amplification du bruit par effet dièdre en fonction de la distance $d$ entre le microphone et le centre de la surface de contact (Graf <i>et al.</i> , 2002). . . .	A.2
A.3	Modélisation de l'effet dièdre par Ronneberger (Graf <i>et al.</i> , 2002). . . . .	A.2
A.4	a) Réflexions multiples d'un rayon généré dans la zone de contact pneumatique/-chaussée b) Amplification par effet dièdre par la méthode des rayons et comparaison avec des mesures (Kuo <i>et al.</i> , 2002). . . . .	A.3
A.5	Effet dièdre a) modélisé et b) mesuré par Kropp <i>et al.</i> (2000). . . . .	A.4
A.6	a) Modélisation 3D de l'effet dièdre b) Amplification de la pression acoustique par effet dièdre pour le cas du cylindre c) Amplification de la pression acoustique par effet dièdre pour le cas d'une sphère (Klein, 2000). . . . .	A.4
A.7	Diminution de l'amplification du bruit par effet dièdre due à l'absorption de la chaussée (a) et a') chaussée non absorbante, b) et b') chaussée absorbante) et comparaison avec des mesures (a') et b') mesures de Becot et Clairet (2004) , a) et b) calcul) (Duhamel <i>et al.</i> , 2006). . . . .	A.5
C.1	(i) L'angle de phase brute (ii) La fréquence instantanée calculée selon l'équation (C.4); (a) $\alpha = 0$ ; (b) $\alpha < 1$ ; (c) $\alpha > 1$ (Huang <i>et al.</i> , 1998) . . . . .	C.2
C.2	Principe de l'EMD (Flandrin, 2007) . . . . .	C.3
C.3	a) signal de référence ; b) IMFs du signal de référence (Kerebel <i>et al.</i> , 2011). . . .	C.3



# Liste des tableaux

2.1	Étude de convergence de la méthode du piston en fonction du maillage spatial. L'erreur $\epsilon$ est quantifiée par rapport au maillage le plus fin. . . . .	51
2.2	Ratios entre la pression avec variation de volume et la pression sans variation de volume, pour $\Delta V/V = 0,54\%$ , calculés pour les pressions au fond de la cavité et aux bords d'attaque et de fuite (à 20 cm de la zone de contact) (configuration de Hamet <i>et al.</i> (1990), $d=15$ mm, $L_0=30$ mm, $v=80$ km/h). . . . .	64
2.3	Choix des points d'observation de la pression aux bords d'attaque et de fuite. . .	65
2.4	Exposant de vitesse $k$ , niveau d'énergie à la vitesse de référence $N(v_{ref})$ et coefficient de détermination $R^2$ calculés pour tous les points d'observation au bord d'attaque; $d=15$ mm, $L_0=30$ mm, simulation 3D avec variation de volume calée sur l'expérimentation de Hamet <i>et al.</i> (1990). . . . .	67
2.5	Exposant de vitesse $k$ , niveau d'énergie à la vitesse de référence $N(v_{ref})$ et coefficient de détermination $R^2$ calculés pour tous les points d'observation au bord de fuite; $d=15$ mm, $L_0=30$ mm, simulation 3D avec variation de volume calée sur l'expérimentation de Hamet <i>et al.</i> (1990). . . . .	68
3.1	Configurations $L_0$ , $v$ et $P$ considérées pour l'étude paramétrique sur banc d'essai. Par ailleurs, le diamètre de la cavité est $d = 5$ mm et la pression de gonflage du pneu est de 1 bar. . . . .	83
3.2	Exposant de vitesse $k_{\Delta p}$ , niveau de pression à la vitesse de référence $10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2$ et coefficient de détermination $R^2$ trouvés à partir de la différence de pression mesurée à l'ouverture pour toutes les profondeurs testées ( $d= 5$ mm, $P=1000$ N). . .	92
4.1	Comparaison des pressions paliers calculées $p_{palier,c}$ et mesurées $p_{palier,m}$ pour toutes les profondeurs testées. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N. . . . .	112
4.2	Valeurs de $\alpha_i$ , $\beta_i$ et du coefficient de détermination $R^2$ de la régression linéaire, trouvées à partir des données calculées (colonne 2, calcul) et mesurées (colonne 3, mesure). Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $v = 10$ m/s, $P = 1000$ N. .	114
4.3	Comparaison des pressions paliers calculées $p_{palier,c}$ et mesurées $p_{palier,m}$ pour toutes les vitesses testées. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $P = 1000$ N. . . . .	121
4.4	Exposant de vitesse $k_{\Delta p}$ , niveau de pression à la vitesse de référence $10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2$ et coefficient de détermination $R^2$ trouvés à partir des pressions calculées. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $P = 1000$ N. . . . .	124
4.5	Choix des points d'observation de la pression dans le modèle CFD aux bords d'attaque et de fuite. . . . .	128

## Liste des tableaux

---

4.6	Ratios entre la pression avec variation de volume et la pression sans variation de volume, pour $\Delta V/V = 1,6\%$ , calculés pour les pressions au fond de la cavité et aux bords d'attaque et de fuite (à 9 cm de la zone de contact). Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d=5$ mm, $L_0=10$ mm, $v=10$ m/s. . . . .	130
4.7	Exposant de vitesse $k$ , niveau référence de l'énergie $N(v_{ref})$ et coefficient de détermination $R^2$ calculés pour tous les points d'observation au bord d'attaque. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $v_{ref} = 10$ m/s, $\Delta V/V = 1,6\%$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	133
4.8	Exposant de vitesse $k$ , niveau référence de l'énergie $N(v_{ref})$ et coefficient de détermination $R^2$ calculés pour tous les points d'observation au bord de fuite. Cas du pneu de karting 114/55 R5, $d = 5$ mm, $L_0 = 10$ mm, $v_{ref} = 10$ m/s, $\Delta V/V = 1,6\%$ mesurée sur banc d'essai. . . . .	133

# Introduction

Le bruit est un phénomène acoustique produisant une sensation auditive considérée comme désagréable ou gênante. L'exposition au bruit a des effets négatifs sur le système auditif, mais peut aussi perturber l'organisme en général, en générant du stress et des troubles du sommeil (WHO, 2018). Pour 54 % des Français (TNS-SOFRES, 2010), le bruit des transports (circulation routière, trains et avions) est la principale source de nuisance sonore, loin devant les bruits de comportements qui gênaient 21 % de la population. En particulier, dans les zones urbaines le bruit dû au trafic routier est l'une des nuisances les plus gênantes. Sa réduction constitue un enjeu important en matière d'impact de l'infrastructure routière sur l'environnement. En règle générale, un véhicule routier comprend trois grandes catégories de sources de bruit (Sandberg et Ejsmont, 2002). La première est associée au groupe de moto-propulsion incluant le bruit émis par le moteur, la transmission, la prise d'air et l'échappement. Grâce au progrès de l'industrie automobile, ce bruit a été considérablement réduit au cours des dernières décennies et demeure pour les faibles vitesses. La deuxième catégorie de sources de bruit est liée à la turbulence de l'air s'écoulant autour du véhicule. Ce bruit a une influence à des vitesses élevées, au-delà de 110 km/h. Enfin, la troisième catégorie de sources de bruit est liée à l'interaction entre le pneumatique et la chaussée et domine l'émission du bruit routier aux vitesses usuelles.

Le bruit de contact pneumatique/chaussée, encore appelé bruit de roulement, est dominant à partir d'une vitesse supérieure à 40 km/h pour les véhicules légers (Sandberg et Ejsmont, 2002). Il provient de sources d'origine mécanique (vibrations radiales et tangentielles du pneumatique) et aérodynamique (écoulement local de l'air et pompage d'air). Ces deux sources sont ensuite amplifiées par l'effet dièdre (réflexions multiples entre le pneu et la chaussée) avant de se propager dans l'environnement. Une étude bibliographique récente sur le bruit de roulement (Li *et al.*, 2018) montre que beaucoup de recherches ont porté sur l'étude expérimentale et numérique des mécanismes de génération d'origine mécanique dans le but d'améliorer les propriétés phoniques des pneumatiques et des revêtements routiers. En revanche, les mécanismes aérodynamiques, et plus particulièrement le pompage d'air, ont été peu étudiés jusqu'à présent. Le pompage d'air est défini par une série de compressions et de détentes rapides de volumes d'air dans la zone de contact, accompagné de résonances d'air (résonances de cavités, résonances de Helmholtz). Ces fluctuations de pressions ont été attribuées par certains à l'effet de la couche limite visqueuse sans variation de volume des cavités d'air à l'interface pneumatique/chaussée, tandis que d'autres soutiennent l'effet de la variation de volume causée par la déformation de la bande de roulement. Cette déformation peut être liée à la présence de cavités sur la bande de roulement du pneu ou aux indentations de la gomme par les aspérités de la chaussée. Un troisième cas correspond à la présence de cavités intégrées à la chaussée, soumises à la pénétration de la bande de roulement au cours du contact. Ce dernier cas est souvent négligé dans la littérature.

Dans ce contexte, le but de la thèse est d'améliorer les connaissances sur les phénomènes aérodynamiques générés à l'interface pneumatique/chaussée dans le cas d'un pneumatique lisse roulant sur une cavité cylindrique intégrée à la chaussée. Un intérêt particulier est donné à la mise en évidence de la pénétration de la bande de roulement dans cette cavité et à l'effet de la varia-

tion de volume en résultant sur le pompage d'air. Les travaux intègrent une partie expérimentale reposant sur la mesure de la pression d'air dynamique au fond de la cavité et une partie numérique basée sur la modélisation CFD du passage du pneu sur la cavité. Des comparaisons essais/calculs sont envisagées afin de valider les approches développées et d'estimer la contribution du pompage d'air et des résonances associées à l'émission du bruit de roulement. Les objectifs de la thèse sont plus précisément les suivants :

- déterminer la pénétration de la bande de roulement du pneumatique dans la cavité de chaussée, en se basant sur une approche numérique ou expérimentale ;
- coupler le résultat à un modèle de dynamique des fluides numérique (CFD) simulant le passage du pneu sur la cavité afin de calculer la pression d'air au fond de la cavité, ainsi que les pressions rayonnées à l'extérieur avec et sans variation de volume ;
- mesurer la variation de la pression d'air dynamique au fond de la cavité lors du roulement du pneumatique et faire varier différents paramètres d'essais (charge, vitesse, profondeur de cavité) afin d'en étudier l'influence sur les phénomènes aérodynamiques ;
- effectuer des comparaisons entre les essais et les calculs avec et sans variation de volume afin de mettre en évidence l'effet de la pénétration de la gomme du pneumatique dans la cavité sur le pompage d'air ;
- effectuer des comparaisons entre les pressions internes et externes rayonnées afin d'estimer la contribution du pompage d'air au bruit de roulement rayonné à l'extérieur et d'étudier la dépendance en vitesse des phénomènes observés.

Le mémoire de thèse est composé de quatre chapitres décrits dans les paragraphes qui suivent.

Dans le premier chapitre, l'étude bibliographique aborde plusieurs phénomènes aérodynamiques générés lors du roulement du pneumatique sur la chaussée et plus précisément le phénomène de pompage d'air. La première partie décrit les différentes sources du bruit de roulement et la contribution de chacune dans l'émission du bruit total, ainsi que le paradoxe constaté pour la séparation de ces sources. Ensuite, la notion de pompage d'air est définie et ses différentes origines sont expliquées. Enfin, plusieurs travaux expérimentaux, analytiques et numériques, menés par le passé sont présentés afin de mettre en évidence les fluctuations de pressions caractérisant le pompage d'air.

Au second chapitre, la pénétration de la bande de roulement dans la cavité intégrée à la chaussée est modélisée par une méthode de piston simplifiée, qui décrit un mouvement vertical du fond de la cavité supposé équivalent à la pénétration de la gomme. Cette méthode est validée par comparaison avec une approche représentant directement la pénétration de la gomme dans la cavité. La méthode de piston est alors retenue pour la modélisation CFD 3D avec variation de volume dans le cadre de la thèse. Différentes approches numériques ou analytiques sont proposées pour estimer cette variation de volume. Une étude paramétrique est menée pour évaluer l'influence de la variation de volume et de la vitesse de roulement sur les pressions d'air au fond de la cavité, ainsi que les pressions externes rayonnées aux bords d'attaque et de fuite. L'exposant de vitesse associé est étudié.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude expérimentale du pompage d'air sur un banc d'essai spécifique, simulant le passage d'un pneumatique lisse de dimensions réduites sur une cavité intégrée à la chaussée. Les variations de la pression d'air dynamique au fond de la cavité sont mesurées à l'aide d'un capteur piézoélectrique. Une étude paramétrique est menée en faisant varier la charge appliquée, la vitesse de roulement et la profondeur de la cavité. L'effet de ces trois paramètres sur le pompage d'air et les résonances d'air qui en découlent est analysé.

Enfin, le dernier chapitre traite de la modélisation en 3D du dispositif expérimental ayant servi aux mesures de la pression au fond de la cavité. La pénétration de la bande de roulement servant à estimer la variation de volume de la cavité est tout d'abord déterminée à l'aide d'un modèle de contact, puis directement par mesure sur le banc d'essai. Cette pénétration mesurée est adoptée

pour la comparaison avec les résultats expérimentaux en testant plusieurs vitesses et plusieurs profondeurs afin de valider l'effet de la variation de volume. Enfin, les pressions à l'avant et à l'arrière de la zone de contact sont calculées pour étudier l'évolution du niveau d'énergie du signal de pression en fonction de la vitesse.





# Chapitre 1

## Étude bibliographique

Cette étude bibliographique traite des divers phénomènes aérodynamiques générés lors du roulement du pneumatique sur la chaussée et plus précisément le phénomène de pompage d'air. La première partie aborde les différents mécanismes de génération de bruit dû à l'interaction entre le pneu et la chaussée et les mécanismes d'amplification de ce bruit. Le pompage d'air y est plus spécifiquement défini. La deuxième partie est consacrée à la mise en évidence expérimentale de ce phénomène, ainsi que les résonances d'air qui l'accompagnent. Enfin, la troisième partie s'intéresse aux diverses modélisations analytiques et numériques du pompage d'air et des résonances d'air correspondantes.

### 1.1 Bruit de contact pneumatique/chaussée

La nuisance acoustique environnementale est un problème important qui affecte la santé et la qualité de vie de millions de gens dans le monde actuel (WHO, 2018). L'une des nuisances les plus gênantes, en particulier dans les zones urbaines, est le bruit dû au trafic routier. Les principales sources de bruit générées par un véhicule routier sont le bruit de roulement (dû à l'interaction entre le pneumatique et la chaussée), le bruit de moto-propulsion (comprenant les bruits émis par le moteur, la transmission, la prise d'air et l'échappement) et le bruit dû à la turbulence de l'air autour du véhicule. Ce dernier joue un rôle seulement à des vitesses élevées (>110 km/h). L'industrie automobile a effectué un travail considérable de recherche et développement au cours des dernières années afin de réduire le bruit de propulsion pour presque toutes les conditions de conduite. Ce bruit demeure cependant pour de faibles vitesses. En contrepartie, le bruit de roulement est devenu la principale contribution du bruit routier (Sandberg et Ejsmont, 2002).

#### 1.1.1 Sources de bruit de roulement

D'après Sandberg et Ejsmont (2002), le bruit de roulement est dominant à partir d'une vitesse supérieure à 40 km/h pour les véhicules légers et 80 km/h pour les véhicules lourds. Il existe deux catégories de sources de bruit dû à l'interaction pneumatique/chaussée : le bruit d'origine mécanique (vibrations du pneu) principalement émis à basses fréquences (inférieures à 1 kHz) et le bruit d'origine aérodynamique (déplacement d'air au niveau du contact) émis à des fréquences plus élevées (supérieures à 1 kHz). Les deux catégories de sources sonores sont ensuite amplifiées par des effets de rayonnement acoustique.

Heckl (1986) présente une série de mécanismes contribuant à la génération du bruit de roulement d'un pneu sur une chaussée dont les plus importants sont les excitations radiales et tangentielles de la bande de roulement conduisant au rayonnement acoustique. En second lieu, viennent

d'autres mécanismes comme le pompage d'air. Tous ces mécanismes sont influencés par la rugosité de la chaussée. Heckl (1986) présente un modèle pour caractériser le comportement vibratoire du pneu basé sur un modèle d'anneau sur fondation élastique. Il apparaît que la longueur d'onde des ondes se propageant sur le pneu est plus petite que celle des ondes se propageant dans l'air. Il montre que le rayonnement de ces ondes vibratoires est un processus en soi inefficace, mais qui est amplifié par les réflexions multiples entre le pneumatique et la chaussée (effet dièdre).

La complexité de tous ces mécanismes rend la prédiction des sources de bruit de roulement compliquée et peu comprise jusqu'à aujourd'hui.

### 1.1.1.1 Diverses origines de sources sonores

**Sources d'origine mécanique** Le bruit d'origine mécanique est directement dû au contact entre la surface du pneumatique et celle de la chaussée et aux forces engendrées. On peut distinguer deux types de mécanismes (Figure 1.1) : les mécanismes d'indentation et d'impact générant les vibrations tangentielles et radiales du pneumatique et les mécanismes d'adhérence responsables des phénomènes de stick/slip<sup>1</sup> et stick/snap<sup>2</sup>. Les vibrations radiales du pneumatique produisent du bruit entre 315 Hz et 1000 Hz, tandis que les vibrations tangentielles et les phénomènes de stick/slip et stick/snap créent du bruit entre 1000 Hz et 5000 Hz.

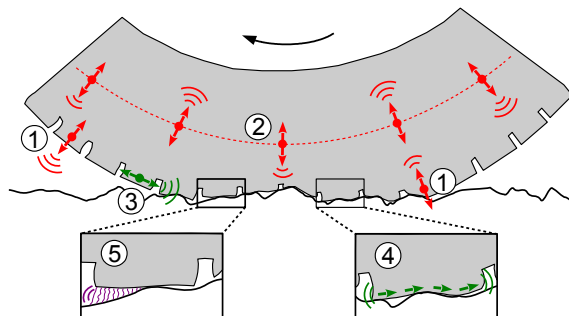


Figure 1.1 – Phénomènes mécaniques : vibrations radiales et tangentielles des pains de gomme (1 et 3), vibrations radiales de la carcasse du pneu (ceinture et flancs - 2), phénomènes de stick/slip (4) et de stick/snap (5) (Anfosso-Lédée et Cesbron, 2013).

- Vibrations radiales et tangentielles : à l'entrée dans la zone de contact, un impact se produit par le passage de la bande de roulement sur la chaussée ou bien par l'effet des aspérités de cette dernière sur la bande de roulement. Ce choc génère une excitation radiale de la ceinture, des flancs et des pains de gomme constituant la bande de roulement du pneumatique. A la sortie de la zone de contact, les pains de gomme se relâchent et causent des vibrations radiales et tangentielles. Les vibrations tangentielles sont dues aux efforts tangentiels créés à l'interface de contact. Cet ensemble de vibrations se propagent dans le pneumatique et provoquent un rayonnement de surface d'où la naissance d'ondes acoustiques.
- Phénomène de « stick-slip » : il se produit lorsque la limite d'adhérence est dépassée par les forces tangentielles dans la zone de contact ce qui provoque un glissement de la surface de la bande de roulement (slip) suivi d'une reprise d'adhérence sur la chaussée (stick). Ces oscillations auto-entretenues génèrent du bruit.
- Phénomène de « stick-snap » : il a lieu à la sortie de l'aire de contact. Les forces de contact déforment les pains de gomme de la bande de roulement créant de l'adhésion à l'interface

1. « adhérence/glissement » en français.

2. « adhésion/relâchement » en français.

de contact. Au moment où les pains de gomme se séparent de la chaussée (snap), un bruit haute fréquence est généré avant le retour de la gomme à son état d'équilibre.

**Sources d'origine aérodynamique** Les mécanismes aérodynamiques se composent des mécanismes de turbulence d'air et de pompage d'air accompagnés de phénomènes de résonance de cavité (résonance des tuyaux et résonance de Helmholtz). Ils sont représentés sur la Figure 1.2.

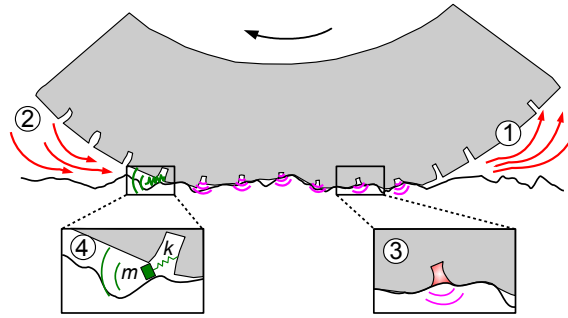


Figure 1.2 – Phénomènes aérodynamiques : pompage d'air (1 et 2), résonance de tuyaux (3) et résonance de Helmholtz (4) (Anfosso-Lédée et Cesbron, 2013).

- a) La turbulence de l'air : ce phénomène génère du bruit à cause de l'écoulement de l'air autour du pneu, soit par le déplacement de l'air par le pneu, soit par son entraînement causé par la rotation du pneu.
- b) La résonance des tuyaux : ce phénomène se produit à la surface de contact du pneu quand les rainures, fermées effectivement par la chaussée, deviennent des tuyaux et génèrent une résonance acoustique. La fréquence de ce type de résonance dépend de la longueur de la rainure et de la géométrie de la bande de roulement (surface de contact) et non pas de la vitesse du véhicule. La fréquence de résonance d'un tel phénomène pour un tube ouvert aux deux extrémités et de longueur  $L$  est, en première approximation, égale à :

$$f = \frac{c}{2L} \quad (1.1)$$

avec  $c$  la célérité du son dans l'air .

- c) Le pompage d'air : le bruit est causé par la compression et l'expulsion de l'air vers l'extérieur des cavités au bord d'attaque de la surface de contact, puis sa détente et son aspiration vers l'intérieur des cavités au bord de fuite. Ce phénomène sera détaillé dans la Section 1.1.3.
- d) La résonance de Helmholtz : ce phénomène se déroule seulement au bord de fuite du pneu. Il est causé par la résonance de l'air circulant lorsque la surface du pneu se détache de la chaussée à cause de la présence des cavités dans la chaussée ou sur la bande de roulement. La résonance de Helmholtz est assimilable à celle d'un système vibratoire masse-ressort. Pour l'interaction pneumatique/chaussée, l'air confiné dans le dièdre au bord de fuite est considéré comme étant la masse et le volume de la cavité est considéré comme étant le ressort (Figure 1.3). La fréquence de résonance de ce type de résonateur est, d'après Conte (2008), égale à :

$$f = \sqrt{\frac{K}{m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho c^2 \frac{S_0^2}{V_c}}{\rho V_m}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_0^2}{V_m V_c}} \quad (1.2)$$

où  $K$  représente la raideur du ressort et  $m$  la masse du système masse-ressort équivalent. Les variables  $V_c$  et  $V_m$  représentent respectivement le volume de la cavité et le volume de la

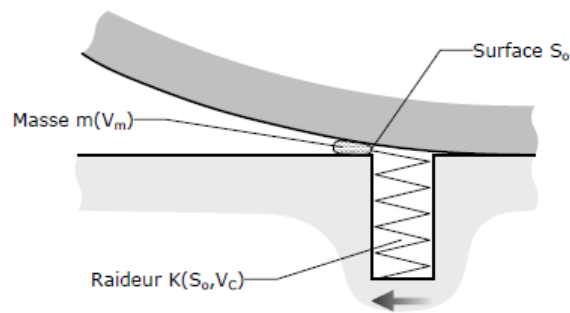


Figure 1.3 – Schéma du résonateur de Helmholtz formé par la cavité et le pneumatique à l'arrière de la zone de contact (Conte, 2008). Cas d'un pneumatique lisse roulant sur une cavité de chaussée.

masse d'air  $m$  en résonance.  $S_0$  est la surface de l'ouverture de la cavité (entre la chaussée et le pneumatique).  $c$  est la célérité du son dans l'air.

### 1.1.1.2 Mécanismes amplificateurs

Le bruit de roulement est la conséquence de phénomènes générateurs liés aux vibrations ou aux mouvements de l'air dans la zone de contact qui sont amplifiés principalement par l'effet dièdre et la résonance acoustique du pneumatique.

**La résonance acoustique interne du pneu** L'air à l'intérieur du pneumatique entre en résonance aux fréquences associées à la géométrie du pneumatique suite aux excitations provoquées par les vibrations de la carcasse. La structure du pneumatique ainsi que les matériaux utilisés provoquent des effets d'amortissement ; le pneumatique se comporte alors comme un filtre passe-bas. Cependant, Kropp (2019) a montré que pour de faibles coefficients d'amortissement dans la cavité d'air à l'intérieur du pneumatique, et pour les chaussées à surfaces rugueuses, le niveau de pression acoustique rayonnée à l'extérieur peut avoir une contribution non négligeable pour des fréquences allant jusqu'à 1000 Hz. Ainsi, le phénomène de résonance de cavité a une contribution plus significative dans l'émission du bruit de roulement extérieur, dû à une plus forte excitation de la cavité dans le cas d'une chaussée rugueuse.

**Effet dièdre** Le nom attribué à cet effet est dû à la géométrie du dièdre formé par le pneu et la chaussée à l'avant et à l'arrière de la zone de contact. Le bruit généré au niveau de la zone de contact est amplifié par de multiples réflexions des ondes sonores se produisant entre la surface du pneu et celle de la chaussée. Ce phénomène amplifie le bruit de roulement sur toute la gamme de fréquences d'émission, surtout pour les fréquences entre 1 et 2 kHz. Il existe des travaux expérimentaux antérieurs (Graf *et al.* (2002), Kropp *et al.* (2000)), des approches numériques par éléments de frontière (Duhamel *et al.* (2006)) ainsi que des approches analytiques par synthèse multipôles (Ronneberger *et al.* (1982), Kuo *et al.* (2002), Klein (2000), Kropp *et al.* (2000)) permettant de mettre en évidence cet effet d'une manière approfondie. Le concept de chaque approche est résumé dans l'annexe A.

### 1.1.2 Différentiation des sources de bruits et paradoxes engendrés

La mise en évidence dans la littérature de la séparation des sources de bruit de roulement en deux grandes catégories, vibratoires et aérodynamiques, est traitée dans cette partie à travers

l'influence de la vitesse de roulement sur le bruit, notamment les exposants de vitesse associés à chaque type de mécanisme.

### 1.1.2.1 Identification des sources et exposant de vitesse

**Sandberg et Descornet** Sandberg et Descornet (1980) ont mené des expériences pour un véhicule roulant sur divers types de revêtements de chaussée et avec divers types de pneus afin de trouver la corrélation entre le bruit de roulement et la texture de la chaussée. La texture est définie comme étant l'écart entre la surface du revêtement et une surface plane, compris dans un domaine de longueurs d'onde. Dans cette approche sont évaluées les corrélations entre niveaux de bruit (fonction de la fréquence temporelle) et niveaux de texture (fonction de la fréquence spatiale) par bandes de tiers d'octave. La Figure 1.4 montre les lignes de contour du coefficient de corrélation

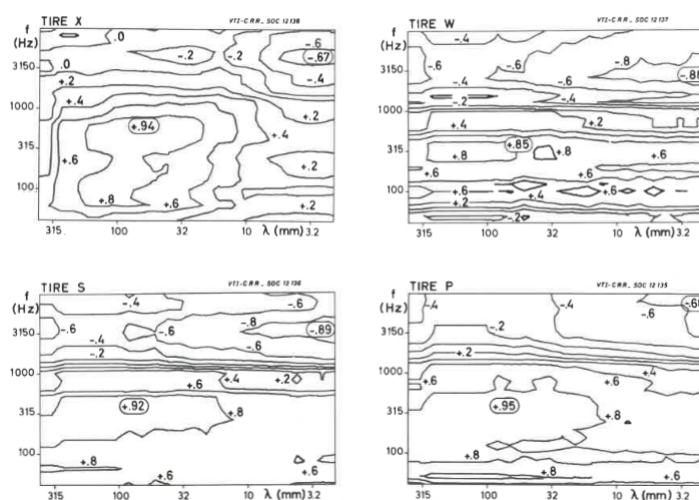


Figure 1.4 – Courbes d'isocorrélation entre niveaux de bruit et niveaux de texture (Sandberg et Descornet, 1980).

texture/bruit pour quatre types de pneumatique différents. Les valeurs entourées correspondent aux valeurs maximales du coefficient pour des fréquences de bruit et des longueurs d'ondes de profil de chaussée données, appelées valeurs critiques. Ces résultats révèlent clairement l'existence et la séparation de deux mécanismes différents de génération du bruit : un premier mécanisme basse fréquence ( $< 1000$  Hz) pour lequel le niveau de bruit augmente avec le niveau de texture pour les longueurs d'ondes  $\lambda$  supérieures à 10 mm et un deuxième mécanisme haute fréquence ( $> 1000$  Hz) pour lequel le niveau de bruit diminue avec l'augmentation du niveau de texture pour les longueurs d'ondes  $\lambda$  inférieures à 10 mm.

Les résultats sont ensuite utilisés pour démontrer que ces niveaux de bruit à des fréquences critiques basses et hautes, pour un pneu et une vitesse donnés, sont non-corrélés, ce qui confirme que la génération du bruit de contact pneumatique/chaussée est le résultat de deux mécanismes indépendants l'un de l'autre, apparaissant dans des domaines de fréquence différents.

Ils attribuent les mécanismes à basses fréquences aux vibrations radiales causées par la texture de la chaussée excitant le pneu. En effet, la longueur d'onde de texture critique qui correspond à la génération du bruit à basse fréquence se trouve dans la gamme de longueurs d'onde où la déformation du pneu est maximale. En ce qui concerne le bruit à hautes fréquences, il est attribué au pompage d'air. En effet, les résultats montrent qu'en-dessous d'une longueur d'onde critique, un niveau de texture élevé entraîne une diminution du bruit émis. Ce dernier est alors associé au

## Chapitre 1. Étude bibliographique

pompage d'air puisqu'il existe une circulation d'air à travers les cavités formées par la géométrie entre le pneu déformé et la chaussée.

En second lieu, Sandberg et Descornet (1980) expriment le niveau de bruit mesuré en fonction de la vitesse  $V$  de roulement par l'expression :

$$L_p \sim 10 \log_{10} V^k \quad (1.3)$$

où  $k$  est l'exposant de vitesse. La valeur moyenne de  $k$  identifiée est donnée sur la Figure 1.5 pour quatre types de pneumatique ainsi que la valeur moyenne de tous les pneumatiques. Pour chaque pneu testé, la barre de gauche correspond à l'exposant de vitesse moyen pour l'intervalle de fréquences comprises entre 180 Hz et 900 Hz, tandis que la barre de droite correspond à celui pour l'intervalle de fréquences comprises entre 900 Hz et 11200 Hz. On voit clairement l'augmentation de l'exposant de vitesse à partir de 900 Hz. Cet exposant de vitesse a une valeur entre 3 et 4 pour les mécanismes aux fréquences basses (associés aux vibrations) et une valeur entre 4 et 5 pour les mécanismes aux fréquences élevées (associés au pompage d'air), ce qui permet de différencier les sources de bruit selon ce critère.

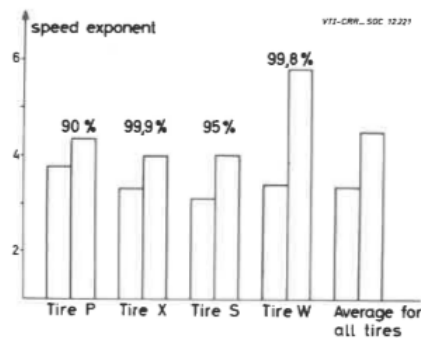


Figure 1.5 – Valeur moyenne de l'exposant de vitesse pour divers types de pneu et deux gammes de fréquences différentes (gauche :  $f$  comprise entre 180 Hz et 900 Hz, droite :  $f$  comprise entre 900 Hz et 11200 Hz) (Sandberg et Descornet, 1980).

**Kuijpers et Van Blokland** La notion d'exposant de vitesse est aussi abordée par Kuijpers et Van Blokland (2001) en définissant un exposant de vitesse  $k$  et un domaine fréquentiel privilégié pour chaque mécanisme générateur de bruit. L'évolution du niveau de bruit  $L_p$  dans une gamme fréquentielle donnée s'exprime de manière similaire à celle de Sandberg et Descornet (1980) par  $L_p \sim 10 \log(V/V_0)^k$  [dB] où  $V_0$  est une vitesse de référence préalablement définie. La Figure 1.6 montre les valeurs de l'exposant de vitesse  $k$  et du domaine de fréquences attribué à chaque type de mécanisme générateur de bruit. Ces valeurs sont basées sur l'étude bibliographique présentée dans Beckenbauer (2001). Il est clair que les vibrations radiales sont les mécanismes dominants dans le domaine des basses fréquences ( $f < 1000$  Hz) avec un exposant de vitesse  $k$  compris entre 2 et 3,5. En revanche, pour le domaine des fréquences élevées ( $f > 1000$  Hz), on a une combinaison des mécanismes vibratoires (vibrations tangentielles) et aérodynamiques, ce qui complique l'étude du bruit dans ce domaine de fréquences. Cependant, les auteurs constatent que l'exposant de vitesse pour les fréquences élevées varie de 3 à 5,5, tout en étant compris entre 4 et 5 pour les phénomènes aérodynamiques de pompage d'air.

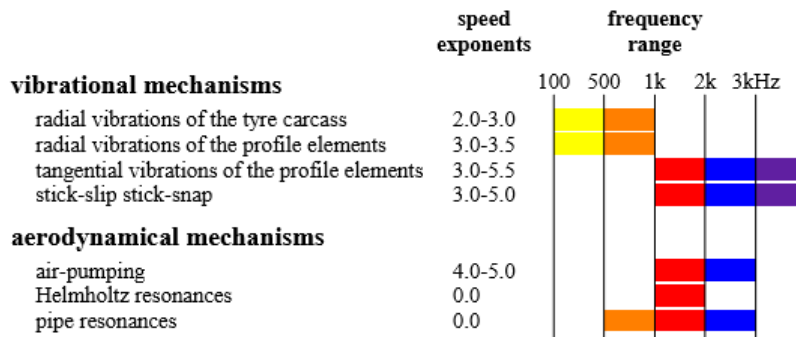


Figure 1.6 – Exposant de vitesse et domaine de fréquences attribués à chaque type de mécanisme générateur de bruit (Kuijpers et Van Blokland, 2001).

### 1.1.2.2 Paradoxe et dominance des mécanismes vibratoires

D’après Winroth (2013), chaque source acoustique peut être caractérisée par une dépendance vis-à-vis de la vitesse  $V$  quantifiée par un exposant  $k$ , qui traduit la contribution de chaque source dans la génération du bruit de roulement. Le carré de la pression acoustique  $p$  est exprimé par la somme d’une contribution en  $V^2$  et d’une autre en  $V^4$  :

$$p^2(f, V) = A_2(f)V^2 + A_4(f)V^4 \quad (1.4)$$

où  $f$  est la fréquence par bande de tiers d’octave et les coefficients  $A_2(f)$  et  $A_4(f)$  caractérisent les sources dépendant respectivement de  $V^2$  et de  $V^4$ . Pour chaque fréquence, la méthode des moindres carrés est utilisée pour déterminer  $A_2(f)$  et  $A_4(f)$ . Cette méthode est utilisée pour analyser les résultats expérimentaux du projet Sperenberg et les résultats numériques issus d’un modèle développé à l’université de Chalmers. Ce dernier sert à calculer le bruit de roulement d’un pneu lisse sur deux types de surface : une surface quasi-lisse (ISO-10844) et une surface rugueuse (asphalte avec revêtement de surface 5/8). Le modèle prend seulement en compte les vibrations et donc les paramètres utilisés ne sont pas reliés aux mécanismes aérodynamiques. Le projet de Sperenberg a donné lieu à une série de mesures de bruit de roulement pneumatique/chaussée, par la méthode au passage (Coast-By), effectuée à Sperenberg en Allemagne sur une piste d’atterrissage. Il s’agit de mesures sur 840 combinaisons pneu/chaussée différentes à des vitesses de roulement variant de 50 km/h à 120 km/h et incluant 16 types de pneus différents testés sur 38 chaussées denses et rigides et 4 chaussées poreuses.

Winroth (2013) obtient ainsi une courbe représentant l’évolution du niveau de bruit total en fonction de la vitesse, ainsi que la contribution de chaque source en  $V^2$  et en  $V^4$  au niveau de bruit total.

Contrairement à l’hypothèse traditionnelle présentée dans la section précédente, qui attribue aux phénomènes à basses fréquences un exposant de vitesse inférieur à 4 et aux phénomènes à fréquences élevées un exposant de vitesse supérieur à 4, la Figure 1.7 montre que même pour les basses fréquences (160 Hz), il y a une contribution des deux types de source à la génération du bruit de roulement d’un pneu lisse sur l’asphalte coulé. De plus, pour une fréquence de 400 Hz, la source variant en fonction de  $V^4$  est la seule dominante et pour les fréquences élevées (2500 Hz) il existe une contribution des sources variant en fonction de  $V^2$ .

Numériquement, le modèle développé à l’université de Chalmers aboutit au même type de résultats (Figure 1.8), pour le cas du roulement d’un pneu lisse sur une surface rugueuse en asphalte. Les deux sources variant à la fois en fonction de  $V^2$  et de  $V^4$  sont à l’origine du bruit pour les basses et les hautes fréquences. Les sources variant en fonction de  $V^4$  sont importantes même aux



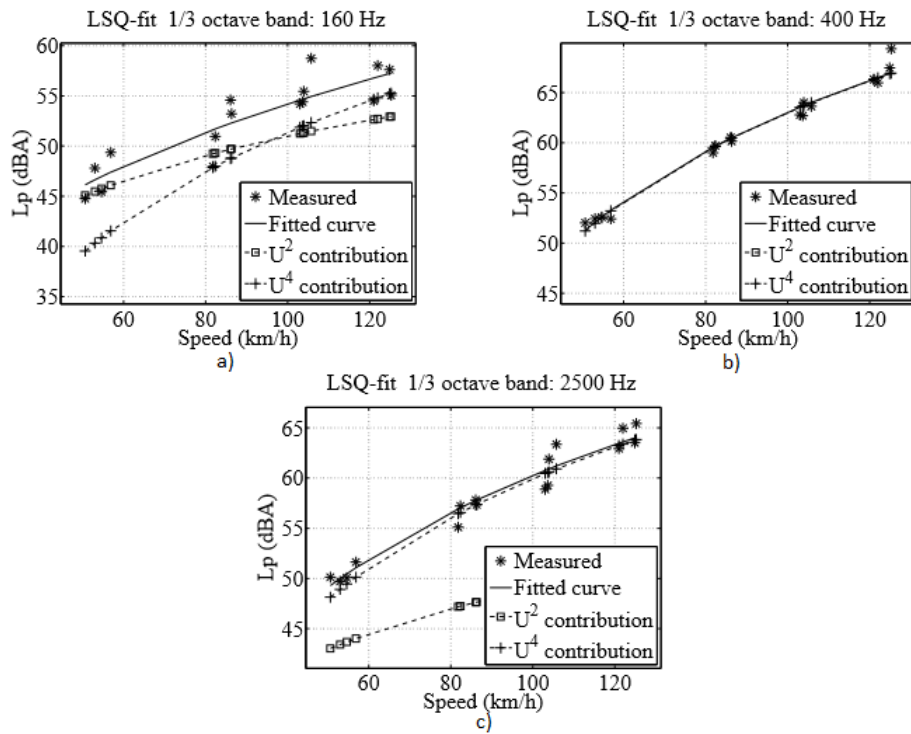


Figure 1.7 – Évolution du niveau de bruit total mesuré en fonction de la vitesse et contribution de chaque source en  $V^2$  et  $V^4$  ( $U$  sur les figures) dans le cas d'un pneumatique lisse roulant sur un asphalte coulé (Mastic Asphalt) aux fréquences de : a) 160 Hz, b) 400 Hz et c) 2500 Hz (Winroth, 2013).

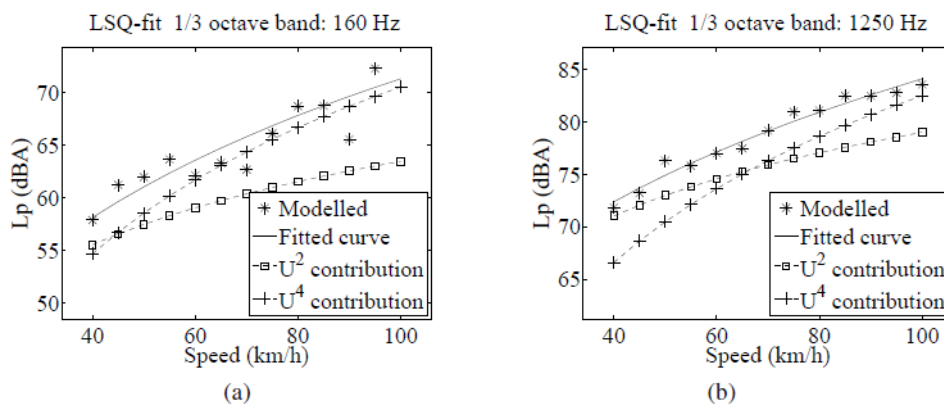


Figure 1.8 – Évolution du niveau de bruit total calculé en fonction de la vitesse et contribution de chaque source en  $V^2$  et  $V^4$  ( $U$  sur les figures) dans le cas d'un pneumatique lisse roulant sur une surface rugueuse de granulométrie 5/8, aux fréquences de : a) 160 Hz et b) 1250 Hz (Winroth, 2013).

basses fréquences. Étant donné que le modèle prend seulement en compte les vibrations, Winroth (2013) explique que cela est dû aux mécanismes vibratoires du pneu qui expulsent l'air confiné entre le pneu et la chaussée à l'extérieur de la zone de contact, conduisant ainsi à la naissance des sources de type monopolaire qui s'apparentent à des sources aérodynamiques identifiées par les termes en  $V^4$  dans les résultats.

Une analyse plus approfondie des résultats du projet Sperenberg a été faite par Kuijpers (2001) en utilisant des techniques statistiques incluant des analyses de corrélation, de régression multivariée progressive et des analyses en composantes principales. Tout d'abord, l'analyse des résultats du bruit en fonction de la texture pour des enrobés de type SMA (Stone Mastic Asphalt) montre d'une part une corrélation positive très significative entre le bruit à basses fréquences et le niveau de texture aux grandes longueurs d'onde, et d'autre part une zone de corrélation négative peu étendue, entre le bruit à hautes fréquences et la texture aux petites longueurs d'onde, pour laquelle les coefficients de la corrélation négative (en valeur absolue) sont légèrement inférieurs à ceux de la corrélation positive. Ces résultats sont donc en accord avec les résultats de Sandberg et Descornet (1980).

Ensuite, une deuxième analyse est faite en considérant des coefficients de régression multivariée. La variation de la valeur de chaque coefficient de régression en fonction de la fréquence donne une information sur le domaine de fréquence sur lequel influe un paramètre lié à ce coefficient. Les paramètres pris en compte sont la vitesse  $V$ , le niveau de la pression de contact  $L_c(f)$  en fonction de la fréquence par bande de tiers d'octave, la largeur du pneu  $w$ , le facteur de forme de la texture (concave/convexe)  $g$ , la rigidité de la bande de roulement  $t_s$  et le coefficient de frottement de la chaussée représenté par la valeur  $SRT$  (Skid Resistance Tester). Un modèle statistique reliant tous ces paramètres est ensuite développé pour obtenir le niveau de bruit émis  $L_{pAmax,f}$  selon l'équation :

$$L_{pAmax,f} = c_{0,f} + c_{V,f} 10 \log \frac{V}{V_0} + c_{c,f} 10 \log L_{c,f} + c_{w,f} 20 \log w + c_{g,f} 20 \log g + c_{t_s,f} 20 \log t_s + c_{SRT,f} 20 \log SRT \quad (1.5)$$

où les coefficients  $c_{\alpha,f}$  sont des coefficients à identifier pour chaque fréquence et  $V_0$  est une vitesse de référence choisie a priori.

L'évolution du paramètre  $c_{V,f}$  relié à la vitesse (Figure 1.9), correspondant à l'exposant de vitesse, a une valeur supérieure à 2 ( $\approx 3,7$ ) dans le domaine des basses fréquences et supérieure ou égale à 4 lors de l'ajout progressif des autres paramètres correspondant à la pression de contact, à la texture de la chaussée et à la géométrie du pneu. Ces résultats sont en accord avec les résultats de Winroth (2013). De plus, le coefficient présentant l'exposant de vitesse apparaît inférieur à 4 en considérant la régression avec le seul paramètre de vitesse ce qui montre une faible importance des mécanismes dépendant de  $V^4$  selon l'auteur.

Un autre paradoxe est traité par Rochoux et Biesse (2010). Il est théoriquement expliqué que, pour les chaussées dont le niveau de texture est élevé, le passage d'un pneu ayant une gomme souple provoque une variation de volume des cavités d'air due à la pénétration de la gomme plus importante qu'un pneu avec une gomme rigide, et génère un niveau de bruit aérodynamique plus important dû aux fortes compressions d'air dans ces cavités. Ceci est en contradiction avec des résultats expérimentaux qui montrent, qu'à hautes fréquences, sur un revêtement routier donné, un pneu à gomme tendre fait moins de bruit qu'un pneu à gomme dure, ce qui serait plus cohérent avec une prédominance de sources vibratoires. Les auteurs étayent cette analyse par la mise en œuvre d'un dispositif expérimental permettant de faire rouler une roue dentée rigide sur une plaque à surface souple. Ils montrent que les niveaux de bruit émis en basses fréquences, correspondant au domaine modal, ont des niveaux plus importants que ceux émis à moyenne fréquence, attribués à

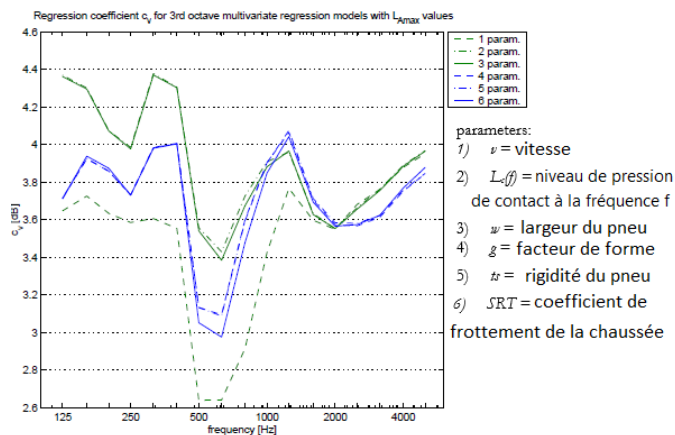


Figure 1.9 – Évolution du coefficient de vitesse lors d’une régression multivariée menée par Kuijpers (2001) sur la base de données du projet Sperenberg.

l’indentation de la surface de la plaque par les dents de la roue et assimilables à des sources de type pompage d’air.

En résumé, la plupart des travaux passés ont constaté que le bruit de roulement total émis est généré par la présence de sources basses fréquences associées principalement aux phénomènes vibratoires avec un exposant de vitesse  $k < 4$  et de sources hautes fréquences associées aux phénomènes aérodynamiques avec un exposant de vitesse  $k \geq 4$ . Cependant, la contribution de chaque source dans l’émission du bruit total a été remise en cause ultérieurement par divers travaux dont certains montrent une dominance des mécanismes vibratoires sur toute la gamme de fréquences d’émission de bruit, tandis que d’autres ont trouvé une contribution de sources aérodynamiques dans la génération du bruit même aux basses fréquences.

### 1.1.3 Phénomène de pompage d’air

#### 1.1.3.1 Définition

Le pompage d’air est une série de compressions et de détentes rapides de volumes d’air dans la zone de contact. Le mécanisme principal est une compression au bord d’attaque provoquant une expulsion de l’air piégé dans les cavités formées par le contact pneu/chaussée et une détente au bord de fuite provoquant l’aspiration de l’air dans ces cavités.

#### 1.1.3.2 Les différents types de pompage d’air

Selon Conte (2008), les phénomènes de pompage d’air peuvent être liés à la présence de cavités d’air sur la bande de roulement du pneu (Figure 1.10 a) ou à la surface de la chaussée (Figure 1.10 b), ainsi qu’aux indentations de la gomme du pneumatique par les aspérités de la chaussée (Figure 1.10 c). Suivant la littérature, l’origine de la compression de l’air dans ces cavités proches de la zone de contact est liée soit à la couche limite visqueuse dans la zone de contact, soit à la déformation de la bande de roulement.

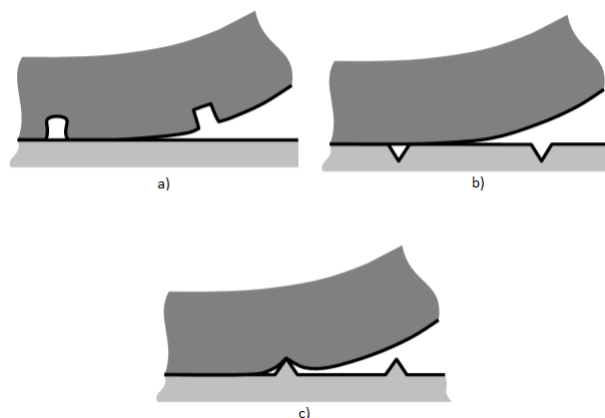


Figure 1.10 – Différents types de cavités susceptibles de contribuer au pompage d'air à l'interface pneumatique/chaussée (Conte, 2008).

**Effet de la couche limite visqueuse** Cette hypothèse est adoptée dans les travaux de Conte (2008) où la différence de pression modélisée est due à l'effet de la couche limite visqueuse lors du déplacement du pneu, sans variation de volume de la cavité d'air à l'interface du contact pneumatique/chaussée. Ceci génère une surpression à l'avant de la zone de contact et une dépression en arrière.

Pinnington (2007) soutient aussi cette théorie en montrant que le mouvement de l'air entre la bande de roulement du pneu et la surface de la chaussée est freiné par sa nature visqueuse ce qui provoque une suite de surpressions/dépressions générant du bruit.

**Déformation de la bande de roulement** La déformation de la bande de roulement cause une variation du volume des cavités à l'interface pneumatique/chaussée, ce qui conduit à une suite de compressions et de détentes d'air durant le roulement. Hayden (1971) montre que la bande de roulement est déformée au niveau des cavités présentes dans le pneu. L'air est comprimé puis expulsé à l'extérieur des cavités avant le contact puis détendu et aspiré à l'intérieur des cavités à la sortie du contact. Ronneberger (1984) montre que la bande de roulement est déformée par les indentations dues à la rugosité de la chaussée. Enfin, bien que cela ne soit pas encore étudié dans la littérature, cette déformation peut aussi être causée par la pénétration de la bande de roulement dans la cavité de la chaussée, ce qui réduit son volume et augmente davantage la pression à l'intérieur.

## 1.2 Mise en évidence expérimentale du pompage d'air

Dans cette partie, on présente les travaux expérimentaux réalisés afin de mettre en évidence le pompage d'air lors du roulement du pneu sur la chaussée. La majorité des études traite le cas d'un pneu dont la bande de roulement est munie d'une rainure ou d'une cavité à l'intérieure de laquelle on mesure la pression acoustique générée suite aux diverses compressions et détentes de cavités d'air. Le cas de l'indentation de la bande de roulement par les aspérités de la chaussée n'a pas été étudié expérimentalement dans le cadre du pompage d'air.

### 1.2.1 Cas d'une cavité/rainure sur le pneumatique

Dans le but d'étudier l'influence des rainures de la bande de roulement sur la génération des phénomènes aérodynamiques à l'origine du bruit, Donovan et Oswald (1981) ont réalisé des me-

sures de pression acoustique à l'aide d'une sonde intensimétrique pour tester des pneus avec différents motifs de bande de roulement. Pour les pneumatiques lisses et ceux à rainures longitudinales, les sources principales du bruit observées sont les vibrations des flancs suite à l'excitation causée par la rugosité de la chaussée. Ce bruit est émis dans la gamme de fréquences comprises entre 500 Hz et 1000 Hz. Cependant pour le pneu à rainures transversales, ils observent des phénomènes plus complexes qui varient selon la fréquence. Ils expliquent que pour les fréquences comprises entre 1000 Hz et 1500 Hz, les principaux mécanismes sont le pompage d'air et les impacts des pains de gomme. Pour les fréquences supérieures à 2500 Hz, la source principale est localisée à l'arrière du pneu. La puissance acoustique est réduite sur une chaussée lisse. Ils expliquent ces effets par l'espacement entre les rainures qui entraîne une fréquence de défilement bien déterminée, influençant ainsi le mouvement de l'air à l'interface pneumatique/chaussée.

Dans le même contexte, Ejsmont *et al.* (1984) effectuent des mesures sur des pneus ayant divers types de bandes de roulement. Les résultats montrent que plus les rainures transversales sont ventilées par des rainures longitudinales et plus le phénomène de pompage d'air diminue. En effet, dans ce cas l'écoulement de l'air est facilité entre les cavités formées par le contact pneu/chaussée, réduisant ainsi les surpressions engendrées. D'après ces mêmes mesures, le bruit d'origine vibratoire diminue pour les chaussées lisses, mais le bruit d'origine aérodynamique est plus prononcé pour les surfaces lisses que pour les surfaces rugueuses pour divers types de pneu. En effet, la résonance de l'air dans les rainures est favorisée dans le cas d'une chaussée lisse par la fermeture des rainures assimilées alors à des tuyaux qui entrent en résonance. La surface rugueuse aléatoire de la chaussée casse également la périodicité des efforts de contact en se combinant aux motifs de la bande de roulement, ce qui atténue la fréquence d'impact des rainures et donc leur résonance.

L'influence des sculptures de la bande de roulement a aussi été traitée par Iwao et Yamazaki (1996) dont les résultats de mesure présentés Figure 1.11 montrent qu'un pneu à bande de roulement comportant des sculptures est moins bruyant qu'un pneu lisse roulant sur une chaussée rugueuse, surtout pour les fréquences supérieures à 1 kHz où domine le pompage d'air.

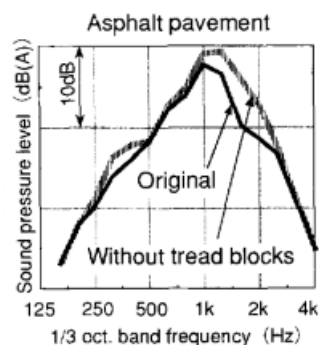


Figure 1.11 – Comparaison de l'émission du bruit entre un pneu lisse (« without tread blocks ») et un pneu à sculptures (« original ») roulant sur une surface rugueuse (Iwao et Yamazaki, 1996).

Jennewein et Bergmann (1985) se servent aussi des rainures de la bande de roulement pour étudier divers mécanismes à l'origine du bruit de roulement. Les résultats sont obtenus par une méthode expérimentale qui consiste à insérer des accéléromètres dans les rainures de la bande de roulement selon 3 directions : radiale, tangentielle et axiale (Figure 1.12). Pour mesurer directement les résonances de l'air dans ces rainures, des microphones y ont aussi été positionnés.

En ce qui concerne les mécanismes vibratoires, les vibrations radiales sont les plus importantes au bord d'attaque et pour des fréquences inférieures à 1000 Hz. Les vibrations tangentielles sont

## 1.2. Mise en évidence expérimentale du pompage d'air



Figure 1.12 – Accéléromètres insérés dans la bande de roulement selon les directions axiale, radiale et tangentielle (Jennewein et Bergmann, 1985).

les plus importantes pour les fréquences supérieures à 1000 Hz et sont dominantes au bord de fuite. L'accélération radiale dans la zone de contact présente un pic trouvé dans le signal correspondant et qui coïncide avec le maximum du signal du niveau de pression acoustique. Ils déduisent alors que le phénomène de la résonance de la rainure dans la zone de contact participe à l'émission du bruit de roulement.

Concernant les mécanismes aérodynamiques, les mesures du niveau de pression acoustique à l'aide de microphones mettent en relief deux phénomènes : la résonance des rainures et la résonance de Helmholtz. Lorsque le pneu arrive à la surface de contact ( $t = t_1$ , Figure 1.13), un pic de pression et d'accélération tangentielle est généré lors de la fermeture de la rainure. Un phénomène de résonance de quart de longueur d'onde est observé (rainure fermée à une extrémité et ouverte à l'autre). Lorsque le pneu quitte la surface de contact ( $t = t_2$ ), la rainure est ouverte et la résonance de Helmholtz est générée à des fréquences entre 1500 Hz et 2500 Hz.

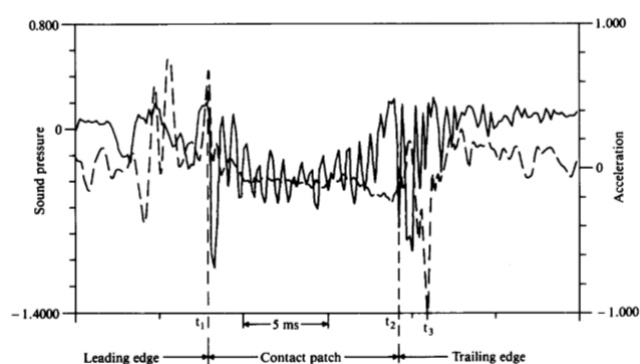


Figure 1.13 – Évolution temporelle de la pression acoustique (trait plein) et de l'accélération tangentielle (trait pointillé) dans une rainure transversale (Jennewein et Bergmann, 1985).

Par ailleurs, Schaaf *et al.* (1990) réalisent des expériences montrant que le bruit de roulement est lié à une irrégularité de déplacement de l'air autour de la surface de contact pneu/chaussée. La procédure consiste à faire rouler un pneu commercial ayant des rainures transversales dans un bassin d'eau. L'eau est choisie plutôt que l'air comme milieu d'écoulement afin de faciliter

la visualisation de l'écoulement à travers le mouvement de particules ensemençées. D'après les résultats expérimentaux, une compression de la rainure est clairement visible et le mouvement des particules indique un écoulement fortement instationnaire. À l'avant de la zone de contact, le fluide s'écoule à l'extérieur de la rainure et cet écoulement est soudainement interrompu lorsque la rainure se ferme totalement lors de l'entrée dans la zone de contact. À l'arrière de la zone de contact, l'écoulement est dirigé vers l'intérieur de la rainure. Cet écoulement est plus lent que celui vers l'extérieur. Les lignes de courant visualisées (Figure 1.14) montrent la turbulence sur les côtés du pneu ainsi que dans la zone de sillage du pneu à l'arrière de la surface de contact.

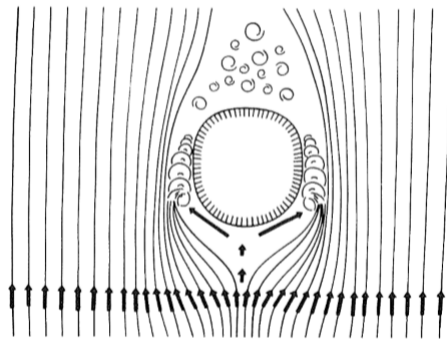


Figure 1.14 – Écoulement de l'eau autour d'un pneu lisse représenté sous forme de lignes de courant (Schaaf *et al.*, 1990).

Dans le but de mesurer la pression acoustique générée aux bords d'attaque et de fuite de la zone de contact, Eisenblaetter (2008) a effectué des mesures sur des roues solides revêtues d'une couche de gomme présentant une cavité et roulant sur un dynamomètre à tambour (Figure 1.15). Plusieurs formes et dimensions de cavité ont été considérées dans l'étude. Dans le cas d'une cavité circulaire,

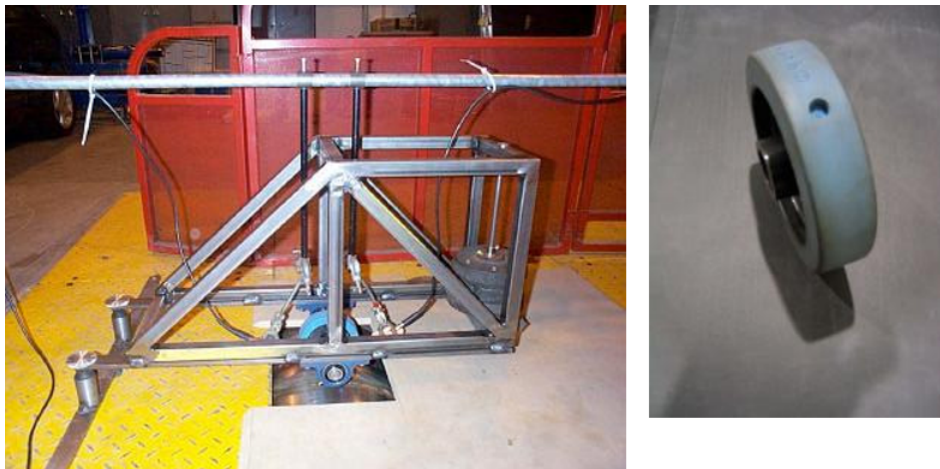


Figure 1.15 – Montage expérimental et géométrie du pneu à cavité (Eisenblaetter, 2008).

la Figure 1.16 montre une amplification du signal de pression acoustique au bord d'attaque. La zone rose correspond à l'entrée dans la zone de contact. Ce signal présente un pic de pression positive juste avant l'entrée dans la zone de contact. Lorsque la cavité est totalement fermée, un faible bruit aérodynamique est émis. Enfin, des oscillations sont générées lorsque la cavité

## 1.2. Mise en évidence expérimentale du pompage d'air

quitte la zone de contact. La variation de vitesse de rotation du pneu conduit à une variation de

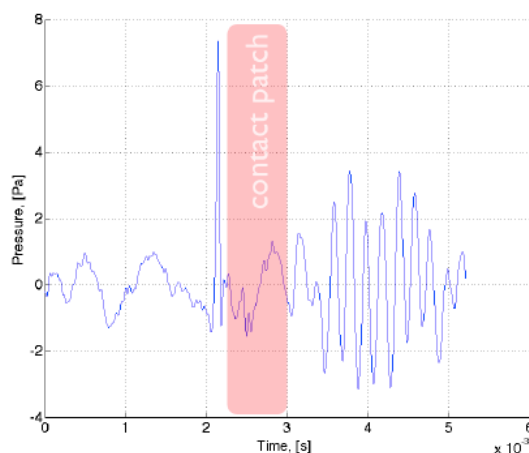


Figure 1.16 – Signal de pression acoustique mesurée au bord d'attaque pour une vitesse de roulement égale à 41 km/h (Eisenblaetter, 2008).

l'amplitude du pic de pression acoustique générée au bord d'attaque proportionnellement au carré de la vitesse. L'amplitude du pic généré augmente lorsque les dimensions (diamètre et profondeur) de la cavité augmentent. La Figure 1.17 montre les résultats du signal de la pression acoustique au bord de fuite. Ce signal présente des oscillations associées à une résonance de Helmholtz.

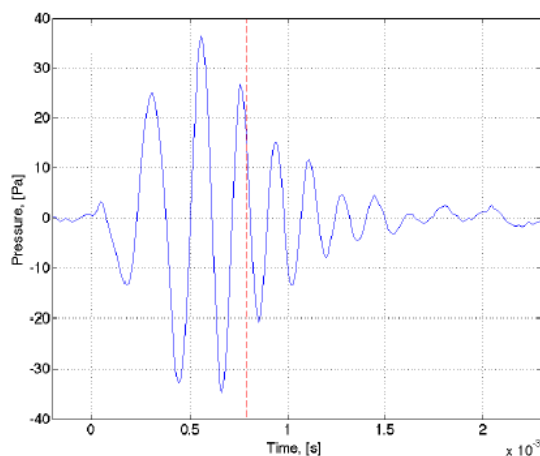


Figure 1.17 – Signal de pression acoustique au bord de fuite pour une roue lisse comprenant une cavité circulaire roulant à une vitesse de 41 km/h. La ligne pointillée verticale désigne le moment de l'ouverture totale de la cavité (Eisenblaetter, 2008).

L'amplitude maximale des oscillations est atteinte avant l'ouverture maximale de la cavité, lorsque la chaussée couvre 1/3 de la cavité. Ces premières oscillations constituent l'événement initiateur de la résonance de Helmholtz. La fréquence des oscillations augmente au cours du temps. En faisant varier la vitesse de roulement du pneu, la fréquence et l'amplitude des oscillations au bord de fuite augmentent avec la vitesse mais la proportionnalité suivant le carré de la vitesse n'est vérifiée que pour les premières oscillations. De plus, lorsque les dimensions de la cavité diminuent, l'amplitude et la durée du signal de pression générée au bord de fuite diminuent.



### 1.2.2 Cas d'une cavité dans la chaussée

Une série d'expérimentations a été réalisée sur une piste de l'INRETS (Hamet *et al.*, 1990). Des essais ont été menés avec un véhicule équipé de pneumatiques lisses roulant sur une piste de béton bitumineux munie de cavités cylindriques dont le rapport entre la profondeur et le diamètre a été choisi égal à 2 ou 4, avec les valeurs de diamètre  $d=10, 15, 20$  mm. Les cavités sont incorporées dans un cylindre métallique, de diamètre 100 mm et de profondeur 200 mm, dont la face supérieure affleure celle de la chaussée. Les essais ont été réalisés pour les vitesses de 45, 60 et 80 km/h.

L'une des quantités mesurées est la pression d'air dynamique au fond de la cavité, dont un exemple de signal est représenté par la Figure 1.18. La variation de pression comporte 3 phases :

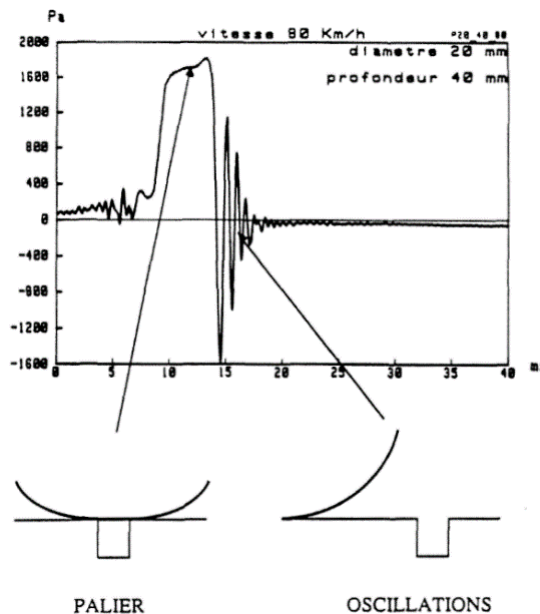


Figure 1.18 – Exemple de pression dynamique mesurée en fond de cavité (Hamet *et al.*, 1990).

lors de la fermeture de la cavité, la pression augmente progressivement jusqu'à une phase de plateau où elle se stabilise. Ce plateau correspond à la fermeture totale de la cavité par le pneu. L'étape finale est la libération de la cavité qui est caractérisée par une chute de pression suivie d'oscillations amorties autour d'une valeur moyenne légèrement négative.

Pendant la phase du plateau, la fréquence des oscillations reste constante et proche de la fréquence propre de la cavité se comportant comme un tube fermé, ce qui correspond au phénomène de résonance de tuyau décrit Éq.(1.1).

En ce qui concerne les oscillations de la pression d'air mesurée au fond de la cavité après son ouverture, leur fréquence dépend de la position du pneu par rapport à la cavité. Elle augmente tout d'abord lorsque la cavité est influencée par la présence du pneumatique (distance inférieure à 15 cm), puis atteint une valeur stable (Figure 1.19). Cette dernière correspond à la fréquence propre des oscillations libres de la cavité débouchant sur un demi-espace lorsque celle-ci est suffisamment éloignée du pneumatique. C'est un phénomène de résonance de cavité en quart d'onde. Comme pour la fréquence, l'amortissement des oscillations se déroule en deux étapes : tout d'abord, les oscillations décroissent rapidement pour une distance inférieure à 15 cm justifiée selon Hamet *et al.* (1990) par l'influence du pneumatique et sa "contre-réaction" sur l'ouverture de la cavité. Ensuite, la décroissance devient moins rapide (décroissance exponentielle) et correspond au rayonnement de la cavité dans des conditions de champ libre lorsque le pneu est loin, car sa "contre-réaction"

## 1.2. Mise en évidence expérimentale du pompage d'air

disparaît. Cette phase (pneu éloigné d'une distance supérieure à 15 cm de la cavité, oscillations de cavité à l'air libre) a été modélisée par Hamet *et al.* (1990) et sera présentée ultérieurement (cf. Section 1.3.2.2).

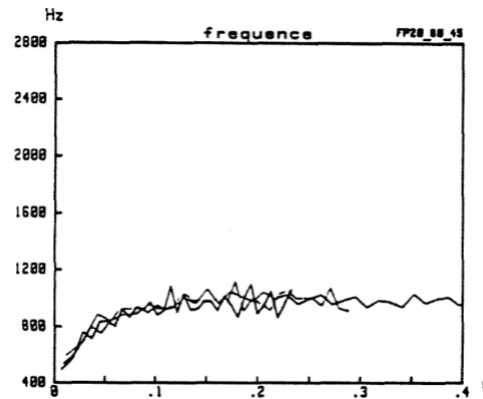


Figure 1.19 – Variation de la fréquence des oscillations de pression au fond de la cavité, de diamètre 20mm et de profondeur 80mm, en fonction de la distance parcourue et pour plusieurs vitesses de roulement (Hamet *et al.*, 1990).

L'influence de plusieurs paramètres est testée : vitesse de roulement, diamètre et profondeur de la cavité. La pression d'air maximale du palier augmente avec la vitesse, surtout pour les cavités dont le rapport profondeur/diamètre est petit, mais la longueur de contact (distance parcourue durant la phase palier) ne dépend pas de la vitesse. Le diamètre de la cavité n'a pas d'effet sur la forme du palier. La profondeur de la cavité influe sur la valeur et la forme du palier : la pression maximale diminue si la profondeur de la cavité augmente. Le palier est plus plat et se caractérise par des oscillations plus nettes pour les grandes profondeurs et présente une pente pour les profondeurs plus petites avec des oscillations d'amplitude plus faible (Figure 1.20). Pour la phase de détente, la fréquence des oscillations est indépendante de la vitesse mais diminue avec la profondeur  $L$  et le diamètre  $d$  de la cavité. De plus, le palier de fréquence devient perturbé ou parfois pas net pour les cavités à faibles dimensions ou à faible rapport  $L/d$ .

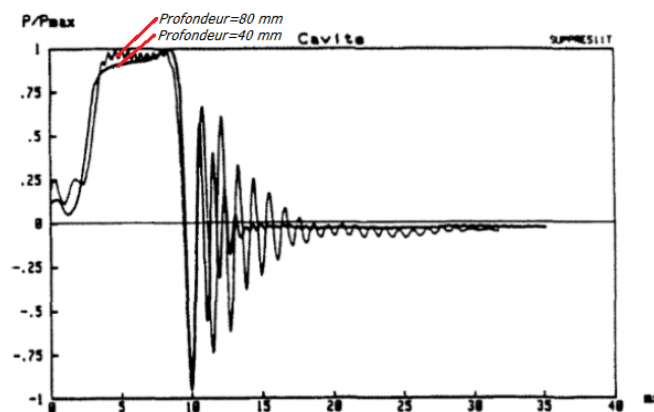


Figure 1.20 – Pression relative  $P/P_{max}$  mesurée dans deux cavités de profondeur 40 et 80 mm (Hamet *et al.*, 1990) et de diamètre 20 mm.

La seconde quantité mesurée par Hamet *et al.* (1990) correspond à la pression acoustique au bord de fuite à l'aide d'une antenne acoustique embarquée. Le signal est la moyenne linéaire de signaux de pression prélevés par 8 microphones distribués de manière régulière sur un demi-cercle horizontal de rayon 32.5 cm et placé à une hauteur de 10 cm au-dessus de la surface de la chaussée. La pression est caractérisée par des oscillations ayant une fréquence variable et une amplitude qui augmente rapidement dans un premier temps, puis décroît plus lentement par la suite. L'augmentation de la vitesse fait augmenter l'amplitude et le nombre de ces oscillations (Figure 1.21), par contre si la profondeur de la cavité augmente, leur amplitude diminue et leur nombre augmente. Quant au diamètre de la cavité, son augmentation entraîne l'augmentation de l'amplitude des oscillations mais leur nombre ne change pas.

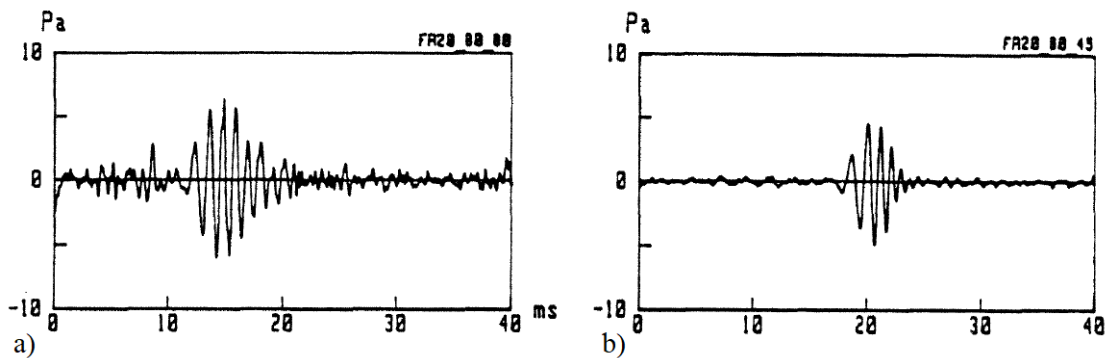


Figure 1.21 – Pression mesurée à la sortie de la zone de contact pour la cavité de 20 mm de diamètre et 80 mm de profondeur, à une vitesse de : a) 80 km/h b) 45 km/h (Hamet *et al.*, 1990).

Dans le même contexte, Schaaf *et al.* (1990) étudient le roulement d'un pneu sur une rainure présente dans la chaussée. L'expérience consiste à mesurer la pression acoustique générée lors du passage d'une voiture à une vitesse de 80 km/h sur une chaussée présentant une rainure formée par deux seuils successifs (Figure 1.22). Un ensemble de capteurs de pression comportant 16 microphones permet de mesurer la pression acoustique. Un microphone A placé avant le premier seuil permet d'obtenir le signal de pression acoustique aux diverses positions du pneu par rapport à la rainure au cours du roulement. Avant le contact avec le premier seuil (position 1), la pression acoustique présente un pic positif et l'écoulement possède une forte accélération. Au contact avec le premier seuil (position 2), un pic de pression négatif apparaît dû à la décélération de la bande de roulement. L'air emprisonné entre le pneu et la chaussée est soumis à des vibrations. Au moment où le pneu recouvre de façon symétrique les deux seuils (position 3), l'ouverture pneu/chaussée au niveau du premier seuil crée une résonance de Helmholtz caractérisée par une oscillation de pression négative.

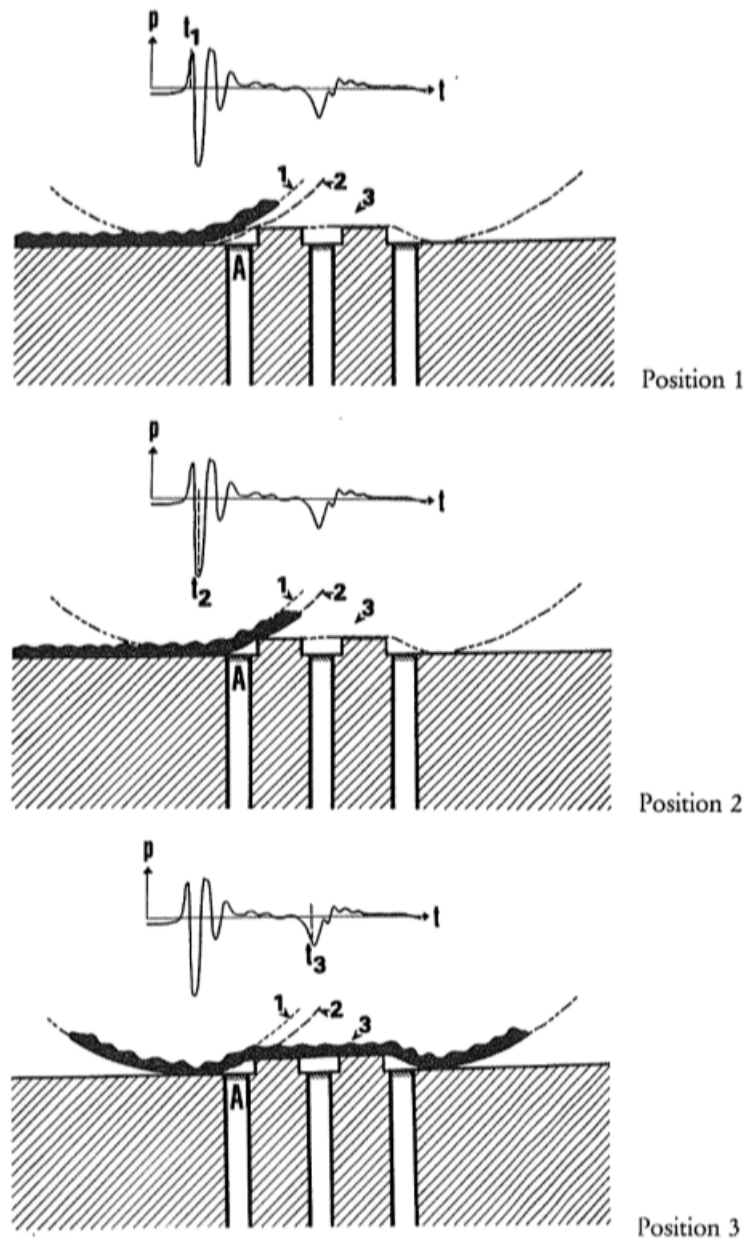


Figure 1.22 – Signal de pression acoustique mesuré par le microphone A au cours du roulement d'un pneu lisse sur une rainure (Schaaf *et al.*, 1990).

### 1.3 Modélisation analytique et numérique du pompage d'air

Cette partie traite tout d'abord des modélisations analytiques caractérisant le pompage d'air ainsi que des résonances d'air générées dans la zone de contact et au bord de fuite. Les approches analytiques abordent la variation de volume des cavités d'air dans la zone de contact comme mécanisme générateur du pompage d'air, selon deux cas. Le premier cas étudie la cavité formée par la chaussée et une rainure présente sur le pneumatique. Le second cas considère la cavité formée par l'indentation de la bande de roulement par une aspérité de la chaussée. Ensuite, des modèles numériques basés sur la mécanique des fluides numérique (CFD : Computational Fluid Dynamics) caractérisant le pompage d'air sont présentés. La majorité traite le cas d'une rainure présente sur le pneu. La variation de volume de la rainure est dans ce cas prise en compte. Cependant les travaux considérant la cavité intégrée à la chaussée négligent cette variation de volume.

#### 1.3.1 Modélisation analytique de la variation de volume

##### 1.3.1.1 Cas d'une cavité/rainure sur le pneumatique

Hayden (1971) a été le premier à modéliser le pompage d'air au cours du roulement d'un pneu possédant une cavité à sa surface. Son approche repose sur la théorie du monopole acoustique. La source de bruit est ainsi supposée ponctuelle et le son est rayonné sous forme d'ondes sphériques (Figure 1.23) dans l'espace environnant.

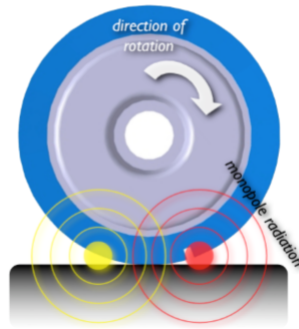


Figure 1.23 – Modèle du monopole acoustique de Hayden (Eisenblaetter, 2008).

Il présente un modèle mathématique du niveau de pression acoustique créé  $L_p(r_{mic}, v)$  qui dépend de la largeur de la cavité  $W$  et de sa profondeur  $D$ , de la distance circonférentielle entre les cavités adjacentes  $x_{cir}$ , de la distance entre le microphone et la source  $r_{mic}$ , de la pression de référence  $p_{ref}$  et du carré de la vitesse  $v$  du véhicule, du nombre de cavités sur la largeur du pneu  $n$  et de la variation de volume de la cavité  $f_c$ , comprimée dû à la charge du pneu :

$$L_p(r_{mic}, v) = 20 \log \left( \frac{\rho v^2 f_c D W}{p_{ref} 2 x_{cir} r_{mic}} \sqrt{n} \right) \quad (1.6)$$

$f_c$  est dans ce cas estimé à 0,1 et donc 10% du volume total de cette cavité ;  $\rho$  est la masse volumique de l'air. Ce modèle conduit donc à un exposant de vitesse  $k = 4$ .

Afin d'obtenir une valeur plus précise pour la variation de volume au lieu de l'estimer à la manière de Hayden, Plotkin *et al.* (1979) ont mesuré le changement de volume d'une rainure présente sur la bande de roulement d'un pneu. La pression acoustique générée au bord d'attaque est exprimée par :

$$p(x) = \frac{\rho}{4\pi r_{mic}} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} v^2 \quad (1.7)$$

### 1.3. Modélisation analytique et numérique du pompage d'air

où  $x$  est la coordonnée dans la direction de roulement. Cette pression dépend donc de la dérivée spatiale seconde du volume d'air expulsé de la rainure du pneumatique, notée  $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$ . Les fluctuations de volume d'air dans la rainure du pneu sont donc liées à la déformation du pneu. Ce modèle conduit également à un exposant de vitesse  $k = 4$ .

En revanche, Gagen (1999) contredit la théorie du monopole acoustique de Hayden (1971) car cette dernière simplifie le phénomène complexe de la compression de l'air à l'interface pneumatique/chaussée. Il a modélisé les phénomènes qui se produisent au bord d'attaque du pneu ayant une rainure ouverte d'un seul côté. Il dérive une formule de l'énergie cinétique  $E$  générée par l'air expulsé de la rainure par la variation de volume de cette dernière :

$$E = \frac{\rho D A^3 W^3 v^2}{2 \left(1 - \frac{A}{L}\right) L^4} \quad (1.8)$$

D'après Gagen, l'énergie cinétique dépend ainsi de la géométrie de la rainure (largeur  $W$  dans la direction de la largeur du pneu, longueur  $L$ , profondeur  $D$ ), de la réduction de sa longueur  $A$  ( $A = L f_c$ ; en supposant une déformation uniquement suivant  $L$ ) et de la vitesse du véhicule  $v$ .

#### 1.3.1.2 Cas des aspérités de la chaussée

Une modélisation du phénomène du pompage d'air par un pneumatique lisse roulant sur une chaussée rugueuse a été proposée par Ronneberger (1984). Ce phénomène est dû à la déformation et à la variation de volume de la bande de roulement à la surface du pneumatique lors du contact avec les aspérités de la chaussée (Figure 1.24 a). Au passage sur une aspérité, le profil du pneu-

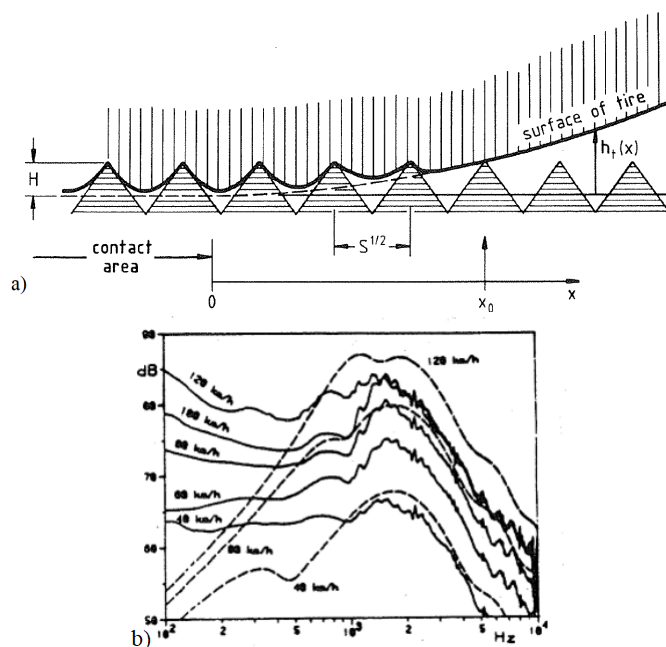


Figure 1.24 – a) Représentation simplifiée du contact pneumatique/chaussée dans le but de modéliser le pompage d'air à l'interface de contact (Ronneberger, 1989); b) Niveaux de bruit calculés pour diverses vitesses (traits pointillés) et comparaison avec les mesures (traits pleins) (Ronneberger, 1984).

tique est déformé (enfoncement) provoquant une aspiration de l'air à travers la surface de contrôle représentée par le profil non déformé. À la sortie de la zone de contact, le phénomène inverse

se produit, et il y a expulsion du volume d'air. Le volume déplacé de la bande de roulement est supérieur au volume de l'indentation. Le bruit émis est alors estimé en fonction de la variation de volume des cavités formées par cette déformation. Les résultats théoriques sont comparés aux résultats expérimentaux (Figure 1.24 b). L'accord entre le calcul et la mesure est satisfaisant pour diverses vitesses de roulement et cela pour les fréquences supérieures à 1000 Hz. Le bruit maximal émis se produit au voisinage de 1 à 2 kHz. Ce maximum augmente en niveau avec la vitesse mais ne se déplace pas en fréquence avec la vitesse. Ronneberger (1984) explique ce phénomène en associant le bruit maximal à l'effet dièdre amplificateur qui est indépendant de la vitesse.

### 1.3.2 Modélisation analytique des résonances d'air

#### 1.3.2.1 Résonance de Helmholtz

Nilsson (1979) se base sur la résonance de Helmholtz pour décrire les phénomènes au bord de fuite. Cet effet est créé par un volume d'air dans la rainure du pneumatique et la réaction d'une masse entre la bande de roulement et la chaussée. Il établit un système masse - ressort qui cause une modulation de fréquences avec une amplitude du signal variable. La masse est dans ce cas la surface  $S(x)$  en-dessous de la rainure et le ressort est le volume d'air dans la rainure.

Il formule une équation qui relie la fréquence  $f$  du signal oscillant (par l'intermédiaire du nombre d'onde  $k = 2\pi f/c$ ) à la position  $x_1$  de la rainure :

$$\frac{V_0}{S(x)x_1} = \frac{1 + (kx_1)^2}{\beta(kx_1)^2 \left[ 1 + \left( \frac{\gamma kx_1}{2\beta} \right)^2 \right]} - \frac{1 - \frac{kx_1}{\tan(kx_1)}}{(kx_1)^2} \quad (1.9)$$

où  $V_0$  est le volume initial de la cavité et  $\beta$  et  $\gamma$  sont des coefficients de correction introduits pour compenser l'hypothèse de la propagation unidirectionnelle des ondes acoustiques.

Ainsi, lorsque le pneu se déplace, la position de la rainure par rapport à la chaussée ainsi que la surface  $S(x)$  augmentent. La fréquence varie donc avec le mouvement de l'air au bord de fuite : lorsque la distance rainure/surface de contact augmente, les oscillations ont une fréquence qui augmente mais leur amplitude diminue. Le signal acoustique généré a donc la forme d'une onde sinusoïdale balayée en fréquence et amortie.

#### 1.3.2.2 Résonance de la cavité

Suite à leur expérience sur une cavité cylindrique située dans la chaussée, Hamet *et al.* (1990) présentent un modèle pour caractériser les oscillations d'une cavité à l'air libre. Ils le valident en le comparant avec la phase des oscillations de pression d'air mesurée au fond de la cavité à la sortie de la zone de contact, lorsque le pneumatique est suffisamment éloigné de la cavité (Section 1.2.2). Il est supposé que la cavité est soumise à une pression d'excitation  $p_e$  extérieure égale à la surpression maintenue dans la cavité lors du contact pneumatique/chaussée. Cette pression d'excitation est brutalement interrompue à un instant  $t = t_0$ . Le phénomène physique déduit est la propagation d'ondes le long de l'axe vertical de la cavité. Une onde de raréfaction se propage à l'intérieur de la cavité, puis subit une suite de réflexions entre le fond et l'ouverture de la cavité. Un modèle de résonance de cavité est alors pertinent en considérant la cavité comme un tube ouvert à une extrémité et fermé à l'autre. Une estimation analytique de la réponse impulsionnelle du système a été proposée afin de déterminer l'influence de divers paramètres sur la résonance de la cavité. Le résultat montre que la pression acoustique tend vers une fonction sinusoïdale amortie avec une fréquence d'oscillation  $f_0$  et un amortissement exponentiel  $e^{-\alpha t}$  tel que :

$$f_0 = \frac{c}{4L} \frac{1}{1 + \frac{8}{3\pi} \frac{a}{L}} \quad (1.10)$$

### 1.3. Modélisation analytique et numérique du pompage d'air

$$\alpha = \frac{\pi^2 ca^2}{8 L^3} \quad (1.11)$$

où  $c$ ,  $L$ , et  $a$  sont respectivement la célérité de l'onde dans l'air, la profondeur, et le rayon de la cavité. D'après ce modèle simplifié, la fréquence des oscillations décroît avec l'augmentation de la profondeur de la cavité et de son diamètre. L'amortissement des oscillations décroît lorsque la profondeur de la cavité augmente et croît lorsque son rayon augmente. Ces résultats correspondent aux résultats obtenus expérimentalement.

#### 1.3.3 Modélisation numérique du pompage d'air

Kim *et al.* (2006) se sont basés sur une technique hybride qui combine la méthode CFD avec la méthode de l'intégrale de Kirchhoff pour modéliser en 3D le passage d'une rainure transversale d'un pneu sur une chaussée, sous la forme d'un modèle de piston/porte coulissante/cavité. La variation de volume de la rainure suite aux compressions puis détente est donc modélisée par un piston. La chaussée a la possibilité de se déplacer par rapport à la rainure par un mouvement de porte coulissante (Figure 1.25).

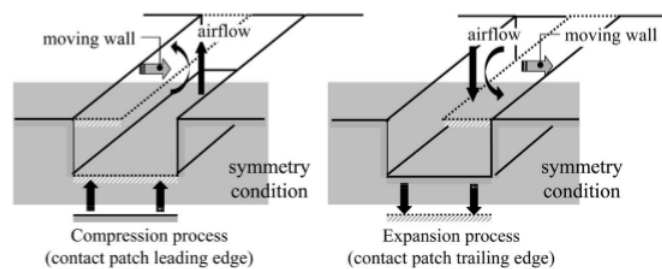


Figure 1.25 – Diagramme schématique du modèle de source piston/porte coulissante/cavité (Kim *et al.*, 2006).

Les lignes de courant obtenues (Figure 1.26), représentant les fluctuations du débit volumique dans le plan de symétrie du pneu, montrent un caractère tourbillonnaire généré par la collision entre l'air comprimé expulsé vers l'extérieur au bord d'attaque et l'air aspiré vers l'intérieur au bord de fuite.

Dans le but de calculer le bruit de roulement émis dû au pompage d'air et aux vibrations du pneumatique, des simulations ont été réalisées durant le projet européen ITARI (Integrated Tyre and Road Interaction, ITARI (2007)). Les simulations consistent à modéliser en 2D le passage d'un pneu lisse sur une chaussée intégrant tout d'abord un cas simple de cavités dont le nombre, la forme et la distribution sont variables. Ensuite, le cas de chaussées réelles (ISO et rugueuses) est abordé. Le pompage d'air est simulé à l'aide d'un modèle CFD et les vibrations du pneumatique sont rayonnées sur la chaussée à l'aide d'un modèle BEM (Boundary Element Method). Ensuite, ces modèles sont couplés suivant une approche mixte pour calculer avec un modèle BEM le bruit rayonné à l'extérieur.

Le signal de pression générée lors du pompage d'air au bord de fuite est plus important que celui au bord d'attaque et le spectre de bruit en arrière du contact présente des niveaux élevés entre 1 kHz et 4 kHz. Les résultats concernant la chaussée ISO présentés Figure 1.27 montrent que le pompage d'air est dominant pour les fréquences supérieures à 1500 Hz et que le bruit d'origine vibratoire est dominant pour les fréquences inférieures à 800 Hz. Il existe une gamme de fréquences entre 800 Hz et 1500 Hz où les deux phénomènes ont une contribution équivalente.



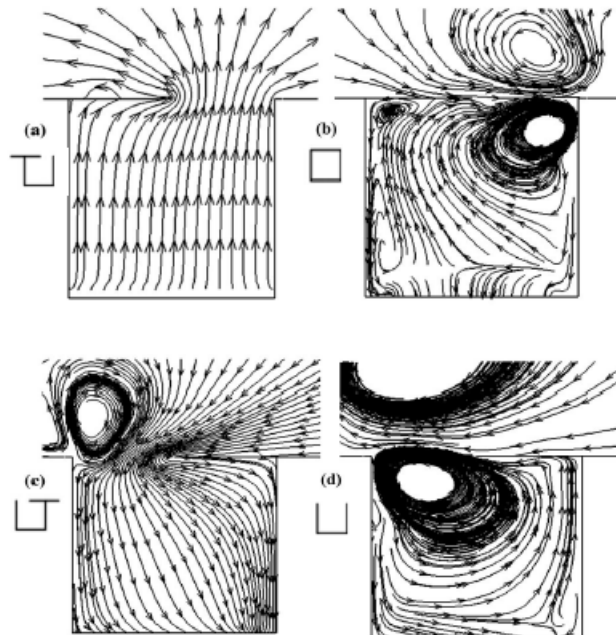


Figure 1.26 – Lignes de courant au bord d’attaque (a et b) et au bord de fuite (c et d) de la zone de contact. Cas a : au cours de la fermeture de la rainure, cas b : fermeture totale de la rainure, cas c : au cours de l’ouverture de la rainure, cas d : ouverture totale de la rainure (Kim *et al.*, 2006).

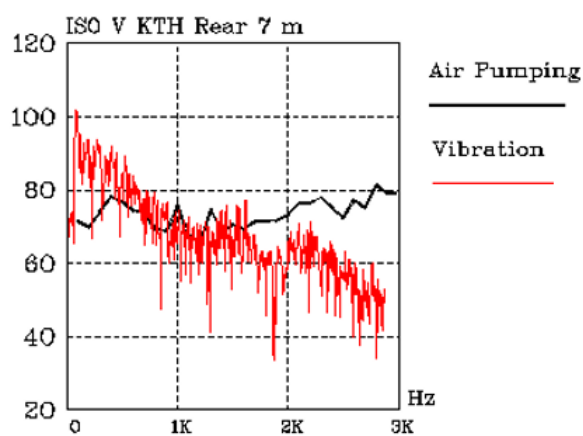


Figure 1.27 – Comparaison du bruit généré au bord de fuite par le pompage d’air et les sources vibratoires en fonction de la fréquence. Roulement d’un pneu lisse (dont la géométrie déformée est calculée par KTH) sur une chaussée réelle ISO (ITARI, 2007).

### 1.3. Modélisation analytique et numérique du pompage d'air

D'autres méthodes CFD ont été utilisées afin d'étudier l'effet des rainures de pneu sur le pompage d'air. Fabrizi (2016) a étudié la résonance acoustique des tuyaux à l'interface pneumatique/chaussée avec un modèle CFD (Fluent Large Eddy Simulation (LES)) et un modèle aéroacoustique numérique (Ffwocs William-Hawking (FW-H)). Le modèle considère un pneu commercial ayant une seule rainure longitudinale, enveloppé par un flux d'air avec une certaine vitesse initiale. Dans le même contexte, Gautam et Chandy (2016) ont réalisé des simulations numériques de pompage d'air en 2D dans une rainure transversale de pneu. La déformation de la rainure a été prise en compte par deux méthodes : la première utilise un mouvement du fond de la rainure de type piston et la deuxième méthode est la déformation des parois latérales de la rainure qui se déforment progressivement vers l'intérieur et vers l'extérieur au fur et à mesure que la rainure se déplace et sort de la zone de contact. Une étude comparative a été menée pour examiner l'impact du modèle de déformation sur le pompage d'air et sur la génération de bruit à petite échelle à l'aide du modèle de turbulence LES de Fluent. Cette approche a été étendue en 3D (Gautam *et al.*, 2016) pour un cylindre à deux rainures transversales espacées d'un angle de  $5^\circ$  dans le sens circonférentiel. Des simulations de pompage d'air ont été réalisées avec un modèle LES et le bruit a été estimé avec des modèles FW-H. Il a été constaté que l'apparition des ondes de pression acoustique hautes fréquences résulte de la déformation des rainures. En outre, cette source de bruit domine principalement au bord de fuite, où l'effet de la résonance de Helmholtz est susceptible d'être le plus élevé.

D'autre part, le cas d'une cavité intégrée à la chaussée a été étudié par Conte (2008) à travers des simulations CFD 2D et 3D sans variation de volume de la cavité. Le modèle considère le dispositif expérimental de Hamet *et al.* (1990). Un pneu lisse de rayon 314 mm roule à une vitesse de 80 km/h sur une cavité cylindrique de diamètre 15 mm et de profondeur 30 mm (Figure 1.28). Les résultats de la simulation 2D sont présentés dans la Figure 1.29 et montrent un accord qualitatif

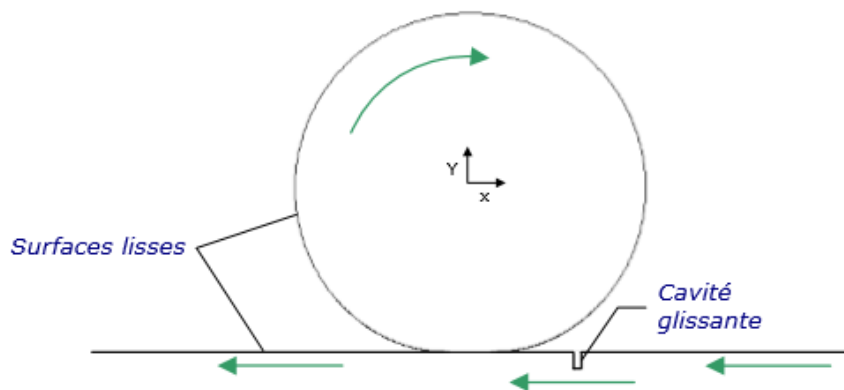
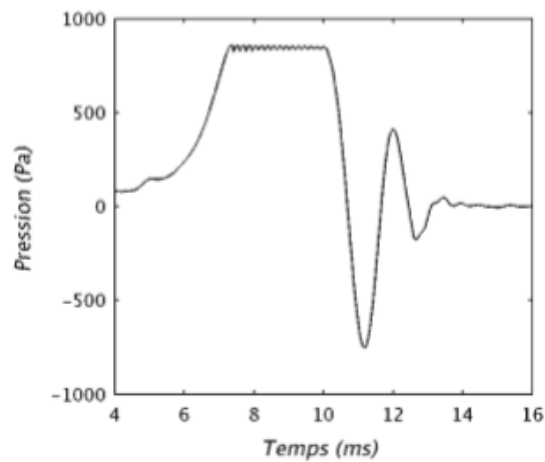
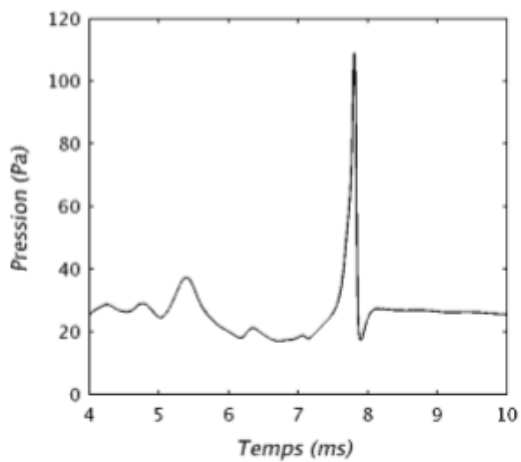


Figure 1.28 – Schéma du modèle CFD pour le passage du pneu lisse sur la cavité cylindrique intégrée à la chaussée (Conte, 2008).

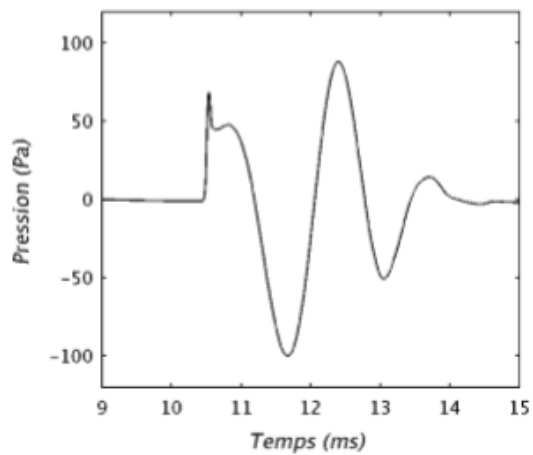
avec les travaux déjà présentés (comparaison de la Figure 1.29 a avec la Figure 1.18 (Hamet *et al.*, 1990); comparaison des Figures 1.29 b et c avec les Figures 1.16 et 1.17 (Eisenblaetter, 2008)). Cependant, la valeur de la pression maximale calculée en fond de cavité est inférieure à celle obtenue par les mesures. Une étude paramétrique en 2D est aussi menée pour tester l'influence de plusieurs paramètres liés à la géométrie du pneumatique d'une part et à celle de la cavité d'autre part. La cavité unique est ensuite remplacée par une série de cavités afin de s'approcher d'un profil réel de chaussée et d'étudier l'effet sur le pompage d'air.



(a) Evolution de la pression au fond de la cavité



(b) Signal de pression calculé à l'avant de la zone de contact



(c) Signal de pression calculé à l'arrière de la zone de contact

Figure 1.29 – Résultats de la pression d'air calculée au fond de la cavité (a), à l'avant (b) et à l'arrière (c) de la zone de contact (Conte, 2008).

### 1.3. Modélisation analytique et numérique du pompage d'air

Les travaux de (Conte, 2008) ont été poursuivis en utilisant la même approche CFD. Conte et Klein (2013) mènent des simulations en 3D afin de remplacer la cavité cylindrique par une rainure transversale seule dans un premier temps, puis ventilée ensuite par une rainure longitudinale. Le but est de tester l'effet sur les surpressions générées en fond de cavité suite à, d'une part, l'existence des rainures transversales, et d'autre part, à leur ventilation. Pour ces configurations, le pompage d'air et les résonances correspondantes sont atténués par la circulation facilitée de l'air. Conte *et al.* (2014) utilisent un modèle CFD en 2D pour étudier l'effet de la porosité latérale de la chaussée sur le pompage d'air. Les surpressions générées au bord d'attaque diminuent progressivement avec la porosité.

Ces travaux traitant le cas d'une cavité ou d'une rainure intégrée à la chaussée ne tiennent pas compte de la variation de volume des cavités d'air à l'interface de contact. Cette notion a été introduite en 2D au cours du projet ODSurf (Béregier *et al.*, 2016) de manière simplifiée en utilisant la technique de piston pour décrire le mouvement du fond de la cavité, modélisant la variation de volume d'air de la cavité liée au passage du pneu (Figure 1.30).

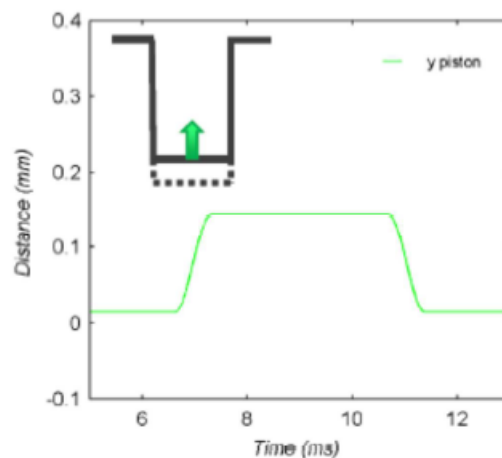


Figure 1.30 – Variation du déplacement du fond de la cavité avec le temps (Béregier *et al.*, 2016).

Cette dernière est calculée en utilisant la loi de Laplace pour une transformation isentropique qui relie la variation de pression à la variation de volume. La variation de pression est dans ce cas égale à la différence de pression maximale mesurée par Hamet *et al.* (1990) et calculée sans variation de volume dans le modèle CFD. D'après les résultats de la Figure 1.31, la variation de volume fait augmenter l'amplitude de la pression générée au fond de la cavité ainsi que celle au bord de fuite mais a peu d'effet sur l'onde générée au bord d'attaque. La pression maximale calculée en fond de la cavité avec variation de volume est plus proche des résultats expérimentaux de Hamet *et al.* (1990) en comparaison au cas négligeant la variation de volume.

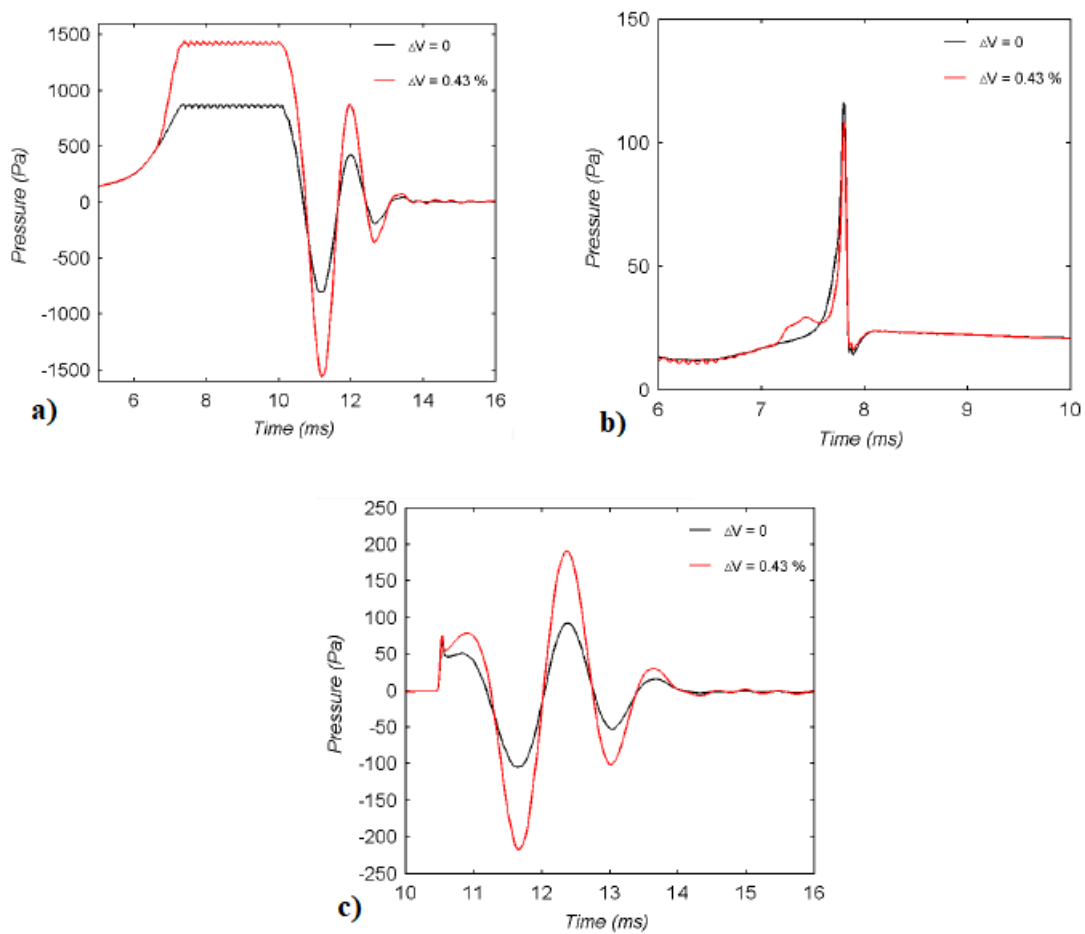


Figure 1.31 – Comparaison des pressions d’air calculées en 2D sans et avec variation de volume a) au fond de la cavité b) au bord d’attaque et c) au bord de fuite (Bérenghier *et al.*, 2016).

## Conclusions du Chapitre 1

Cette étude bibliographique montre que le bruit généré lors du roulement d'un pneumatique trouve son origine au niveau du contact pneumatique/chaussée. Le contact génère des phénomènes de type mécanique (vibrations radiales et tangentielles du pneumatique, stick/stick et stick/snap) et des phénomènes de type aérodynamique (pompage d'air, résonance d'air). Ces mécanismes générateurs sont amplifiés par des phénomènes propagatifs (effet dièdre et résonance acoustique du pneumatique).

Tout d'abord, la séparation de ces sources en deux catégories a été mise en évidence par des travaux antérieurs dont les résultats révèlent clairement l'existence et la séparation de deux mécanismes différents de génération du bruit : un premier mécanisme à basse fréquence ( $< 1000$  Hz) et un deuxième mécanisme à haute fréquence ( $> 1000$  Hz). L'analyse associe le bruit émis aux basses fréquences aux vibrations du pneumatique et le bruit émis aux hautes fréquences au pompage d'air. La distinction de ces deux sources a aussi été mise en évidence à travers un exposant de vitesse  $k$  qui traduit la contribution de chaque source à la génération du bruit de roulement. La plupart des travaux antérieurs ont attribué à  $k$  une valeur entre 2 et 3 pour les mécanismes vibratoires générant du bruit à basse fréquence et une valeur entre 4 et 5 pour les mécanismes aérodynamiques générant du bruit à haute fréquence. Cependant la complexité de ce phénomène est soulignée dans les travaux de Winroth (2013) qui mettent en relief la difficulté à séparer les sources vibratoires des sources aérodynamiques. En effet, les sources aérodynamiques contribueraient à la génération du bruit même aux basses fréquences en se basant sur un modèle prenant uniquement en compte les sources vibratoires. Une étude plus développée de Kuijpers (2001) a aussi montré une dominance des mécanismes vibratoires sur toute la gamme de fréquence d'émission de bruit et une moindre contribution des phénomènes aérodynamiques.

D'autre part, le pompage d'air, une des sources aérodynamiques, a été plus particulièrement abordé dans ce premier chapitre, en se basant sur des travaux passés. Ce terme est défini comme étant une série de compressions et de décharges rapides de l'air à l'interface pneumatique/chaussée. Le pompage d'air est favorisé par les cavités présentes sur la bande de roulement du pneumatique ou dans la chaussée, mais aussi par l'indentation du pneu par les aspérités de la chaussée. Une série de travaux abordant le pompage d'air (expérimentaux, analytiques et numériques) a été présentée et met en évidence l'origine de la surpression initiatrice du pompage d'air. Certains montrent que le pompage d'air a pour origine la déformation de la bande de roulement lors de son impact avec la chaussée, qui oblige l'air à être expulsé à l'extérieur ou aspiré à l'intérieur de la cavité. En revanche, d'autres considèrent que les surpressions sont causées par l'effet de la couche limite visqueuse suite au déplacement du pneu sur la chaussée. Les travaux traitent aussi de l'influence des paramètres du pneumatique et/ou de la chaussée sur le pompage d'air.

Dans ce contexte, cette thèse se focalise sur la génération de phénomènes aérodynamiques en présence de cavités dans la chaussée, alors que la majorité des études existantes considèrent la présence de cavités intégrées à la bande de roulement du pneumatique. L'objectif est, d'une part, de distinguer la contribution du pompage d'air dans la génération du bruit du roulement, et d'autre part, de mettre en évidence l'influence de la déformation de la bande de roulement causée par sa pénétration dans la cavité. En effet, cette déformation conduit à une variation de volume de la cavité d'air, qui est souvent négligée dans les considérations numériques passées. Les travaux intègrent une partie numérique s'appuyant sur la modélisation CFD du pompage d'air (Chapitre 2) et une partie expérimentale sur un banc d'essai spécifique (Chapitre 3). Des comparaisons essais/calculs sont également réalisées dans le but de valider les approches développées (Chapitre 4).



## Chapitre 2

# Modélisation CFD avec variation de volume d'air dans une cavité de chaussée

L'objet de ce chapitre est de mettre en évidence l'effet de la variation de volume d'air dans une cavité intégrée à la chaussée, causée par la pénétration de la bande de roulement durant le contact avec le pneumatique. Ce phénomène est souvent négligé dans les études numériques rapportées dans la littérature modélisant le cas du roulement d'un pneumatique lisse sur une chaussée intégrant une cavité, ce qui pourrait expliquer les différences observées entre les résultats expérimentaux et numériques.

En premier lieu, la pénétration dans la cavité est calculée à l'aide d'un modèle de contact reposant sur une hypothèse de massif semi-infini élastique. Un modèle simplifié de piston, basé sur le mouvement du fond de la cavité, est proposé pour la modélisation CFD avec variation de volume. Il est validé en 2D par comparaison avec la méthode de la membrane représentant directement la pénétration de la gomme dans la cavité. Le modèle de piston est ensuite utilisé pour évaluer l'influence de la variation de volume sur la pression d'air au fond de la cavité, ainsi qu'aux bords d'attaque et de fuite.

En second lieu, la variation de volume est estimée par une fonction analytique de manière à mieux reproduire la forme du signal de pression observé expérimentalement, notamment le palier de pression au cours de la phase de compression. Une étude paramétrique est alors réalisée en utilisant la méthode du piston en 3D pour évaluer l'influence de la vitesse de roulement sur la pression aux bords d'attaque et de fuite et déduire l'exposant de vitesse associé.

### 2.1 Rappel et limites du modèle CFD sans variation de volume

Le logiciel utilisé est ANSYS Fluent 19.2 basé sur la mécanique des fluides numérique (Computational Fluid Dynamics - CFD) et la méthode des volumes finis. Le modèle numérique de pompage d'air dans une cavité de chaussée sans variation de volume est tout d'abord présenté dans cette partie afin d'évaluer ses limitations.

#### 2.1.1 Rappel théorique

La résolution d'un problème de dynamique des fluides consiste à calculer diverses propriétés d'un fluide de caractéristiques données comme la vitesse, la viscosité, la densité, la pression et la température en tant que fonctions de l'espace et du temps, à partir de conditions initiales et de



conditions aux limites du domaine considéré. Les équations qui gouvernent le mouvement d'un fluide sont les équations de Navier-Stokes et ses dérivées. Elles sont obtenues en appliquant les lois de conservation de la masse (aussi appelée équation de continuité), la conservation de la quantité de mouvement (seconde loi de Newton), et la conservation de l'énergie.

*L'équation de continuité s'écrit :*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (2.1)$$

où  $\rho$  représente la masse volumique et  $\mathbf{V}$  est la vitesse d'une particule fluide.

*L'équation de bilan de la quantité de mouvement s'écrit :*

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \mathbf{div}(\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) = \mathbf{div} \boldsymbol{\tau} - \mathbf{grad} p + \rho \mathbf{g} \quad (2.2)$$

où  $p$  et  $\boldsymbol{\tau}$  représentent respectivement la pression thermodynamique et le tenseur des contraintes visqueuses;  $\mathbf{g}$  désigne la gravité ou toute autre force massique extérieure. L'air est considéré comme un fluide Newtonien et donc la relation entre les contraintes visqueuses et le taux de déformation est linéaire et isotrope. En supposant l'hypothèse de Stokes (la viscosité volumique est négligée),  $\boldsymbol{\tau}$  peut être exprimé comme suit :

$$\boldsymbol{\tau} = \mu(\mathbf{grad} \mathbf{V}^T + \mathbf{grad} \mathbf{V}) - \frac{2}{3}\mu(\text{div} \mathbf{V})\mathbf{I} \quad (2.3)$$

où  $\mu$  représente la viscosité dynamique et  $\mathbf{I}$  est le tenseur unité.

*L'équation de bilan de l'énergie s'écrit :*

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \text{div}(\rho E \mathbf{V}) = -\mathbf{grad} p \mathbf{V} + \text{div}(\boldsymbol{\tau} \otimes \mathbf{V}) + \rho \mathbf{g} \otimes \mathbf{V} - \text{div} \mathbf{q} \quad (2.4)$$

où  $E$  représente l'énergie totale par unité de masse et  $\mathbf{q}$  est le flux thermique, proportionnel au gradient de température selon la loi de Fourier de conduction thermique.

La loi du gaz parfait reliant la pression, la densité et la température  $T$  est ajoutée pour fermer le système d'équations :

$$p = \rho \frac{R}{M} T \quad (2.5)$$

où  $R$  est la constante des gaz parfaits et  $M$  la masse molaire.

Ces équations, lorsqu'elles ne sont pas simplifiées n'ont pas de solution analytique et leur résolution nécessite d'utiliser des simulations numériques. On parle alors de la mécanique des fluides numérique (CFD).

Dans le cas du pompage d'air étudié dans cette thèse, la première étape consiste à obtenir la géométrie d'ensemble du pneumatique déformé en contact avec la chaussée à l'aide d'un modèle de contact. La deuxième étape consiste à modéliser sous Fluent le passage du pneu sur la cavité cylindrique. Ce dernier génère un écoulement d'air caractérisé par un nombre de Mach<sup>1</sup> faible. Cependant l'air est considéré comme compressible pour permettre la détection des ondes acoustiques générées et étudier ainsi l'aspect acoustique du phénomène et sa contribution dans la génération du bruit de roulement.

Compte tenu de la vitesse de roulement et de la taille du pneu considérées dans ce chapitre, l'écoulement de l'air est turbulent. Cependant, la dynamique des tourbillons n'est pas étudiée car son effet sur le pompage d'air est considéré comme négligeable par rapport à l'écoulement moyen.

---

1. Le nombre de Mach est défini par  $Ma = v/c$ , où  $v$  et  $c$  sont respectivement la vitesse de l'écoulement et la vitesse du son dans l'air. Dans la pratique, les effets de la compression peuvent être ignorés pour les nombres de Mach suffisamment faibles (inférieurs à 0,3).

Une approche statistique URANS (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes) est donc utilisée pour modéliser les composantes turbulentes et résoudre l'écoulement moyen en s'affranchissant du caractère aléatoire de la turbulence. Le modèle URANS, utilisé pour déterminer les inconnues introduites en moyennant les équations de Navier-Stokes, est sélectionné de manière à résoudre un écoulement gouverné par la couche limite.

Ainsi, le mécanisme de pompage d'air est directement représenté par les fluctuations de pression d'air dynamique relativement à la solution du problème stationnaire. La résolution numérique des équations (2.1) à (2.5) sous ANSYS Fluent conduit donc au calcul de la pression d'air dynamique au fond de la cavité cylindrique, ainsi qu'aux bords d'attaque et de fuite de la zone de contact.

### 2.1.2 Application à une cavité cylindrique fermée

Le modèle est similaire à celui développé par Conte (2008). Dans un premier temps, les géométries et maillages identiques à ceux de Conte (2008) pour la simulation en 2D (Figure 2.1 a) et de Conte et Klein (2013) pour la simulation en 3D (Figure 2.1b) sont utilisés.

La simulation modélise le passage d'un pneumatique lisse de dimensions 225/50 R16 (diamètre de 631,4 mm et largeur de 225 mm) sur une cavité cylindrique de diamètre  $d = 15$  mm et de profondeur  $L_0 = 30$  mm. La vitesse de roulement est constante et fixée à  $v = 80$  km/h, soit 22,2 m/s. Cette configuration correspond à celle du dispositif expérimental de Hamet *et al.* (1990) ce qui permet d'effectuer une comparaison des résultats de simulation avec les résultats expérimentaux.

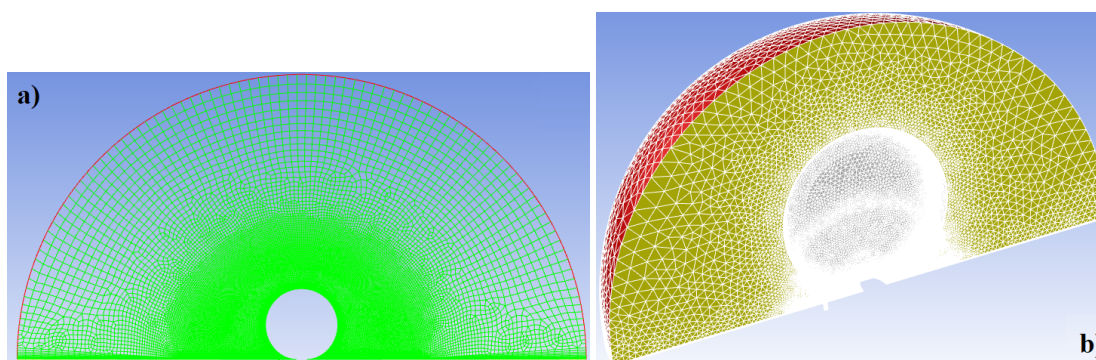


Figure 2.1 – Modèle CFD simulant le passage d'un pneumatique lisse sur une cavité cylindrique : a) maillage 2D; b) maillage 3D. Géométries du pneu déformé issues respectivement de Conte (2008) et Conte et Klein (2013).

Le principe du modèle est illustré sur la Figure 2.2. Le référentiel est choisi au centre de la roue. Celle-ci tourne à une vitesse de rotation angulaire ( $\omega = 71,7$  rad/s), tandis que la cavité et la chaussée sont en mouvement de translation à la vitesse  $v$ . La technique de maillage glissant à l'interface entre la cavité et le domaine fluide supérieur est adoptée. Le flux d'air sur la roue n'est pas considéré en raison de sa faible contribution à la surpression générée dans la cavité cylindrique et de son effet négligeable pour une configuration tri-dimensionnelle sur le mécanisme principal étudié (Conte, 2008). Ainsi, les flux d'air ne sont générés que par le déplacement des surfaces et le développement des couches limites correspondantes en raison de la viscosité de l'air.

La frontière limitant le domaine artificiellement tronqué entraîne la réflexion des ondes divergentes (ANSYS Inc, 2013). Des conditions aux limites de non-réflexion (Non-Reflective Boundary Conditions - NRBC) sont imposées au niveau de la frontière du demi-disque (cas 2D) ou du quart de sphère (cas 3D) pour atténuer les ondes réfléchies.

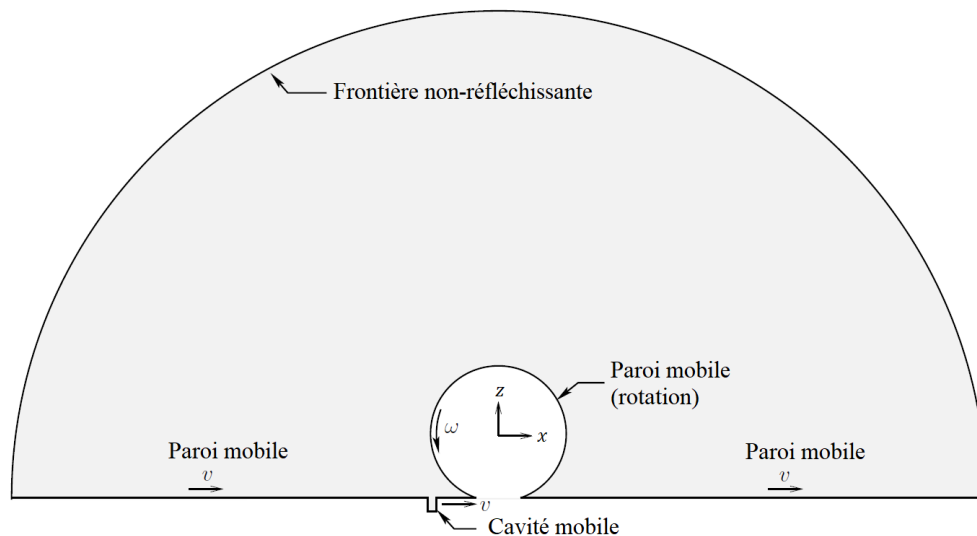


Figure 2.2 – Principe du modèle numérique simulant le roulement d'un pneumatique sur une cavité cylindrique intégrée à la chaussée.

L'écoulement considéré est compressible, turbulent et piloté par le phénomène de couche limite visqueuse. Un traitement proche de la paroi est donc nécessaire pour modéliser la couche limite et résoudre l'écoulement à l'intérieur de cette dernière. Le modèle de turbulence URANS  $k - \omega$  SST, qui est particulièrement adapté à ce type d'écoulement, est alors utilisé pour résoudre le problème.

La résolution du problème est effectuée en deux étapes. Dans un premier temps, l'écoulement est considéré comme stationnaire. Les équations de Navier-stokes se simplifient donc en considérant toutes les propriétés du fluide comme étant constantes dans le temps. La cavité est fixe tandis que la chaussée est en mouvement de translation à une vitesse  $v$  et le pneumatique est en mouvement de rotation à une vitesse angulaire  $\omega$ .

La deuxième étape consiste à effectuer le calcul instationnaire pour lequel la cavité est considérée en mouvement ( $v = 22,2$  m/s). Les conditions initiales sont celles obtenues par le calcul stationnaire.

Pour plus de détail concernant la mécanique des fluides, la CFD et le choix des données d'entrée dans ce modèle numérique appliqué, le lecteur est invité à se référer à la documentation ANSYS Inc (2013).

Au cours des deux étapes de calcul, la température de l'air à la frontière extérieure est fixée à 300 K (27 °C). La cavité étant à une distance de 0,2 m avant le centre de la zone de contact en début de simulation, la durée du calcul est de 0,018 s afin d'avoir la cavité à une distance symétrique en fin de simulation. Le pas de temps est  $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6}$  s pour la simulation 2D et  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$  s pour la simulation 3D, puisque le maillage dans ce cas est moins fin.

### 2.1.3 Limites de l'approche

La Figure 2.3 montre la pression de l'air calculée au fond de la cavité, en 2D et en 3D, à partir du modèle CFD sans variation de volume décrit précédemment.

Les résultats sont en accord avec ceux obtenus par Conte (2008) et Conte et Klein (2013) (Figures 2.4 a et 2.4 b). Le pompage d'air est bien caractérisé par les trois phases trouvées dans la littérature. Tout d'abord, la pression de l'air augmente progressivement durant l'approche du pneumatique et la fermeture progressive de la cavité. Ensuite, un palier de surpression se développe

## 2.1. Rappel et limites du modèle CFD sans variation de volume

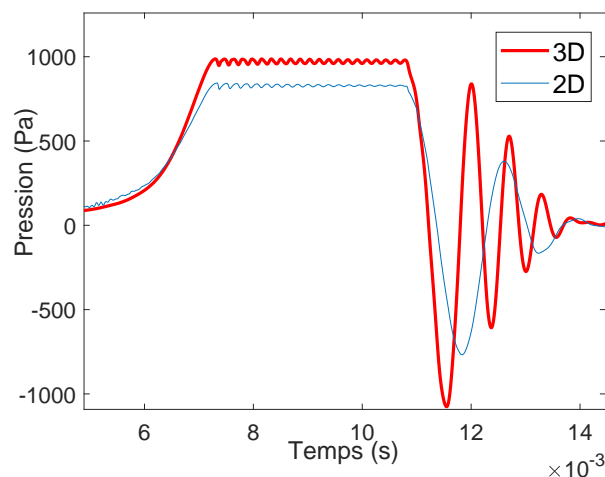


Figure 2.3 – Pression d’air dynamique calculée au fond de la cavité ( $d = 15$  mm,  $L_0 = 30$  mm,  $v = 80$  km/h) lors du passage d’un pneumatique lisse (calculs CFD sans prise en compte de la variation de volume).

pendant la fermeture complète de la cavité et la résonance de la cavité est observée. Cette dernière est caractérisée par des oscillations à fréquence constante ( $\approx 5714$  Hz), qui correspond à la fréquence de résonance fondamentale théorique d’une cavité fermée aux deux extrémités ( $\approx 5767$  Hz, cf. Éq.(1.1)). Enfin, la pression est relâchée lorsque le pneu quitte la cavité et une résonance de Helmholtz représentée par des oscillations amorties est observée.

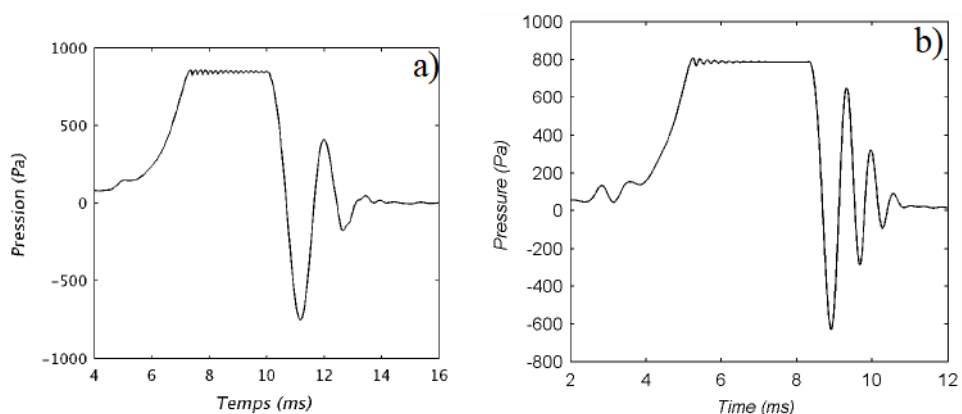


Figure 2.4 – Pression dynamique calculée avec les approches de a) Conte (2008) (2D) et b) Conte et Klein (2013) (3D) ( $d = 15$  mm,  $L_0 = 30$  mm,  $v = 80$  km/h).

Cependant, l’accord avec les résultats expérimentaux est seulement qualitatif. En effet, la valeur de la pression maximale atteinte diffère de celle mesurée par Hamet *et al.* (1990) pour les mêmes conditions de roulement (Figure 2.5). La pression moyenne mesurée lors de la phase palier est de 1740 Pa environ alors que celles calculées en 2D et 3D sont respectivement de 828 Pa et 969 Pa. La différence de pression  $\Delta p$  entre le calcul 2D et la mesure est alors de 912 Pa et celle entre le calcul 3D et la mesure est de 771 Pa.

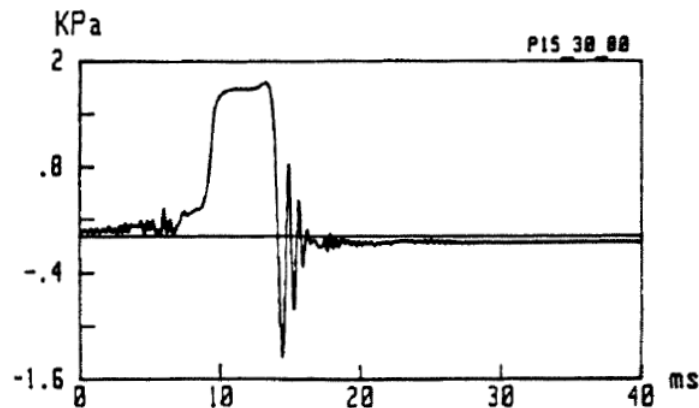


Figure 2.5 – Pression mesurée par Hamet *et al.* (1990) ( $d = 15$  mm,  $L_0 = 30$  mm,  $v = 80$  km/h).

Plusieurs raisons pourraient être invoquées pour expliquer ces différences :

- l'absence dans le modèle de l'écoulement de l'air autour du pneumatique, qui cause une partie de la surpression à l'avant du pneumatique (Conte, 2008) ;
- le choix du modèle de turbulence ;
- l'absence dans le modèle de la déformation dynamique de la gomme du pneumatique et de sa pénétration dans la cavité.

Dans ce chapitre, on s'intéresse seulement à la dernière hypothèse invoquée. La variation de volume de la cavité lors du passage du pneumatique est introduite dans le modèle afin d'évaluer son influence sur la pression d'air dynamique. En effet, la pénétration de la bande de roulement dans la cavité cause une réduction de son volume, ce qui augmente la surpression générée au fond de la cavité lorsque cette dernière est complètement fermée.

## 2.2 Méthode du piston pour la modélisation CFD avec variation de volume

### 2.2.1 Principe de la méthode du piston

#### 2.2.1.1 Présentation générale

La pénétration de la bande de roulement dans la cavité est schématisée Figure 2.6 a et sera appelée par la suite « méthode de la membrane ». Cette technique est relativement simple à utiliser en 2D, mais elle est plus complexe à appliquer en 3D (en matière de maillage, de temps de calcul, de capacité mémoire et de codage de la déformation). Pour cette raison, la variation de volume est introduite avec un modèle simplifié de piston schématisé Figure 2.6 b. La méthode du piston est beaucoup plus simple à implémenter, surtout pour des géométries 3D complexes. La pénétration de la membrane dans la cavité cause une diminution de son volume (Figure 2.6 a) supposée équivalente à un déplacement vertical du fond de la cavité (Figure 2.6 b). Ce dernier augmente positivement dans la direction verticale au fur et à mesure que la cavité se ferme pour atteindre une valeur maximale lorsque la cavité est complètement fermée. Ensuite, le piston se déplace vers le bas de manière symétrique lors de l'ouverture de la cavité (l'effet de la visco-élasticité de la gomme sur le contact est négligé). L'objectif est alors de vérifier si la pression d'air calculée au fond de la cavité par la méthode du piston est proche de celle calculée par la méthode de la membrane.

## 2.2. Méthode du piston pour la modélisation CFD avec variation de volume

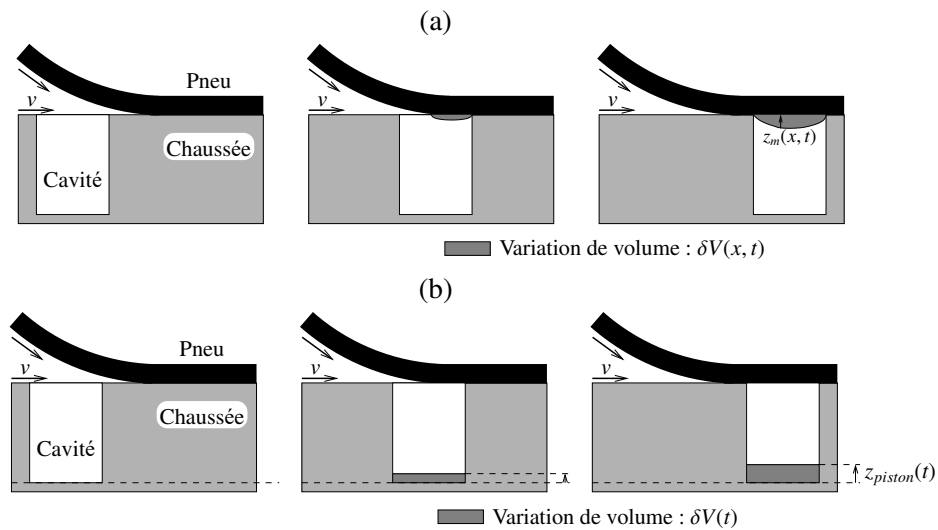


Figure 2.6 – a) Variation de volume de la cavité due à la pénétration de la bande de roulement et b) le déplacement équivalent du fond de la cavité par la méthode du piston.

Le principe du calcul de la pression à l'aide du modèle du piston est décrit Figure 2.7. La comparaison avec la membrane se fait en 3 étapes :

1. Obtenir à l'aide d'un modèle de contact les déformées globale (pneumatique écrasé) et locale (pénétration de la membrane, notée  $z_m(x, t)$ ) du pneumatique suite au contact avec la chaussée ;
2. Calculer la variation de volume équivalente de la cavité liée à la pénétration de la gomme afin de déduire le déplacement équivalent du piston en fond de cavité, noté  $z_{piston}(t)$  ;
3. Introduire les fonctions de déplacement pour les deux méthodes (respectivement  $z_m(x, t)$  ou  $z_{piston}(t)$ ) dans le modèle CFD pour calculer la variation de la pression dynamique de l'air au fond de la cavité dans les deux cas et pouvoir comparer les résultats obtenus.

Dans la suite, ces trois étapes sont expliquées en détail.

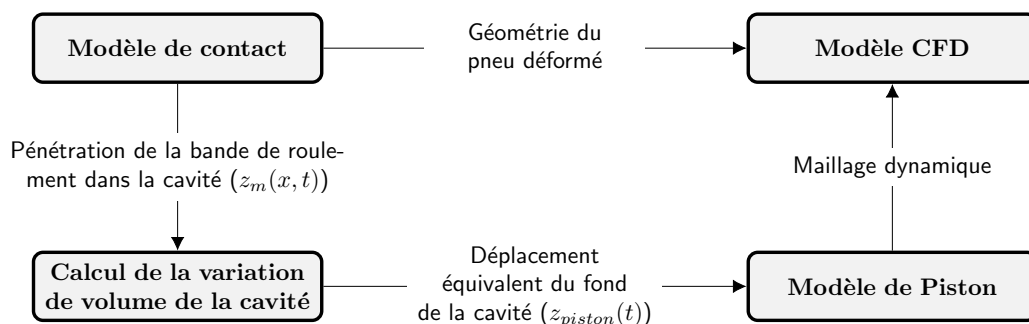


Figure 2.7 – Principe de calcul de la pression d'air dynamique au fond de la cavité à l'aide du modèle CFD de piston, avec variation de volume calculée par un modèle de contact.

### 2.2.1.2 Étape 1 : calcul de la déformée du pneu à l'aide d'un modèle de contact

Dans cette partie, la méthode d'obtention de la déformée du pneumatique au niveau global et local est présentée. Un rappel théorique du modèle de contact de Cesbron et Yin (2010) utilisé est tout d'abord effectué. Ensuite les résultats de calcul de la déformée du pneumatique sont présentés aux deux échelles (globale et locale).

**Rappel théorique du modèle de contact** La chaussée est assimilée à une surface plane parfaitement rigide par rapport à celle du pneumatique. La structure du pneu est simplifiée en l'assimilant à un massif semi-infini élastique. L'espace physique est rapporté au repère orthonormé direct  $(O, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$  et le problème est décrit en coordonnées cartésiennes  $(x, y, z)$ . La solution élémentaire du problème de contact sans frottement en surface d'un massif semi-infini élastique a été établie dès la fin du XIX<sup>e</sup> siècle par Boussinesq (1885). Cette théorie permet d'obtenir la relation entre le déplacement normal  $u_z$  et la distribution de pression  $f_z$  à la surface du massif semi-infini :

$$\forall M \in \Sigma(t), u_z(M, t) = \int_{\Sigma_c(t)} T(M, S) f_z(S, t) dS \quad (2.6)$$

où  $\Sigma$  est la surface du massif semi-infini,  $\Sigma_c$  est la surface de contact et  $T(M, S)$  est la fonction d'influence de Boussinesq donnée par :

$$T(M, S) = \frac{1}{\pi E^* r} \quad (2.7)$$

où  $r = \sqrt{(x_M - x_S)^2 + (y_M - y_S)^2}$  est la distance séparant les deux points  $M$  et  $S$  dans le plan  $(x, y)$  et  $E^* = E/(1 - \nu^2)$ .  $E$  est le module d'Young et  $\nu$  est le coefficient de Poisson du matériau élastique.

Le contact entre le pneumatique et la chaussée est schématisé Figure 2.8, où  $\delta$  est le déplacement au centre de roue,  $z_r^0$  décrit la surface de la chaussée et  $z_t^0$  décrit la surface non-déformée du pneumatique.

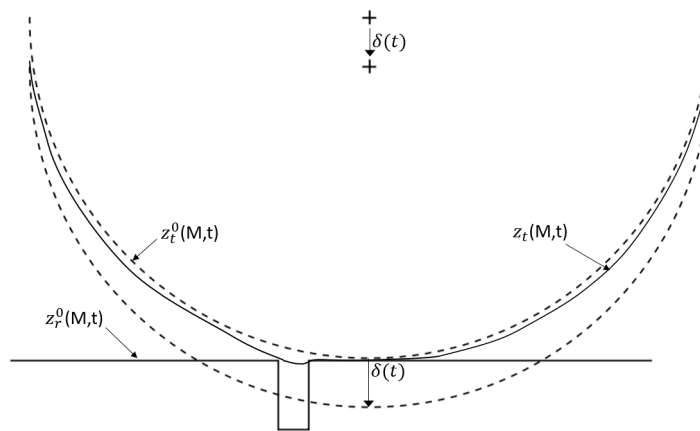


Figure 2.8 – Description géométrique du contact à l'interface pneumatique/chaussée.

La loi de contact unilatéral entre le pneumatique et la chaussée s'exprime par :

$$\begin{cases} \forall M \in \bar{\Sigma}_c(t), h(M, t) > 0 & \text{et} & f_z(M, t) = 0 & \text{Séparation} \\ \forall M \in \Sigma_c(t), h(M, t) = 0 & \text{et} & f_z(M, t) > 0 & \text{Contact} \end{cases} \quad (2.8)$$

## 2.2. Méthode du piston pour la modélisation CFD avec variation de volume

où  $\bar{\Sigma}_c$  désigne l'ensemble des points n'appartenant pas à l'aire de contact à l'instant  $t$ . La fonction  $h$  représente la distance entre la surface du pneumatique déformé et celle de la chaussée une fois que le contact est établi à l'instant  $t$  :

$$h(M, t) = u_z(M, t) - z_r^0(M, t) + \delta(t) + z_t^0(M, t). \quad (2.9)$$

La charge totale résultante  $F_z$  vérifie l'équation d'équilibre :

$$F_z(t) = - \int_{\Sigma_c(t)} f_z(S, t) dS \quad (2.10)$$

Les fluctuations temporelles du déplacement et de la pression de contact sont dues aux variations géométriques des surfaces en contact ( $z_r^0(M, t)$  et  $z_t^0(M, t)$ ) au cours du roulement du pneu sur la chaussée, ainsi qu'aux variations du déplacement global au centre de roue  $\delta(t)$  ou bien de la charge totale  $F_z(t)$ .

La résolution du problème de contact est basée sur la MIM (Méthode d'Inversion de Matrices) dont le principe est décrit dans l'ouvrage de Johnson (Johnson, 1985). La procédure numérique utilisée pour la MIM à force imposée se trouve dans Cesbron et Yin (2010), mais quelques notions de base sont présentées dans la suite. La MIM est une méthode itérative directe de résolution du problème de Boussinesq. Bien que le frottement ait été introduit dans la MIM, l'exposé se limite ici au contact statique sans frottement en surface d'un massif semi-infini à comportement élastique. La résolution itérative repose sur un algorithme de prédiction/correction à charge normale totale  $F_z$  imposée. La surface du massif semi-infini est divisée en  $n$  éléments rectangulaires identiques de dimensions  $h_x$  suivant  $\mathbf{e}_x$  (axe des  $x$ ) et  $h_y$  suivant  $\mathbf{e}_y$  (axe des  $y$ ) et centrés autour des points  $M_i$  ( $i \in [1, n]$ ) de coordonnées  $(x_i, y_i)$  (Figure 2.9). La distribution de pression de contact, supposée uniforme sur chaque élément  $i$ , est notée  $p_{ci}$ . De la même façon, sur l'élément  $i$ , le déplacement est noté  $u_i$  et les surfaces de la chaussée et du pneumatique sont respectivement notées  $z_{ri}$  et  $z_{ti}$ .

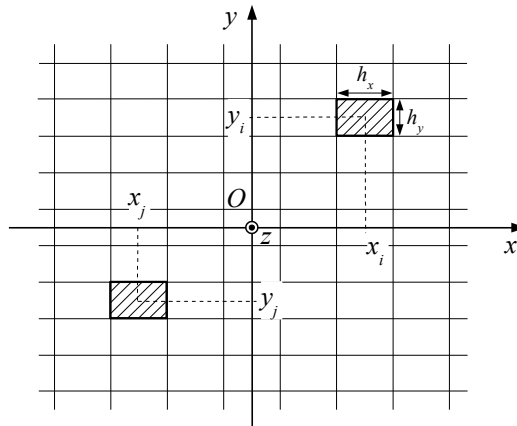


Figure 2.9 – Discretisation de la surface du massif semi-infini (Cesbron, 2018).

En posant  $\mathbf{u} = \{u_i\}_{i \in [1, n]}^T$  le vecteur déplacement et  $\mathbf{p}_c = \{p_{ci}\}_{i \in [1, n]}^T$  le vecteur pression de contact, la relation entre le déplacement et la pression de contact sur l'ensemble des points du maillage s'écrit :

$$\mathbf{u} = \mathbf{A} \mathbf{p}_c \quad (2.11)$$

où la matrice  $\mathbf{A}$  est appelée matrice d'influence. Ses coefficients  $A_{ij}$  se calculent analytiquement à partir de l'expression suivante :

$$\forall (i, j) \in [1, n]^2, \quad A_{ij} = \frac{1}{2G} \int_{y_j - h_y/2}^{y_j + h_y/2} \int_{x_j - h_x/2}^{x_j + h_x/2} T(x_i, y_i; \xi, \eta) d\xi d\eta \quad (2.12)$$



où  $G = E/(2(1 + \nu))$  est le module de cisaillement.

**Application au cas de la déformée du pneu** Les résultats qui nous intéressent pour l'étude du pompage d'air se situent à deux échelles. La première échelle est la déformée globale du pneumatique lorsque celui-ci est en contact avec une surface rigide parfaitement lisse. La seconde échelle est la déformée locale du pneumatique au niveau de la cavité représentée par la pénétration de la bande de roulement dans la cavité incorporée à la surface de la chaussée. Dans les deux cas, la déformée du pneu  $z_f(M, t)$  est donnée par :

$$z_f(M, t) = z_f^0(M, t) + u_z(M, t) + \delta(t) \quad (2.13)$$

La déformée 2D globale du pneumatique remplacera dans le modèle CFD sous Fluent celle utilisée dans la Section 2.1. La déformée locale servira à calculer la pénétration de la membrane  $z_m(x, t)$  et le déplacement du piston  $z_{\text{piston}}(t)$  (en 2D ou en 3D). Ces deux approches seront introduites séparément dans le modèle CFD pour calculer la pression d'air dynamique.

Le pneu est assimilé à un massif semi-infini élastique de module d'Young  $E=6$  MPa et de coefficient de Poisson  $\nu= 0,5$ . La force totale imposée est  $F_z= 4700$  N. Ces valeurs permettent d'obtenir un profil de pneu déformé assimilable à la configuration de mesure de Hamet *et al.* (1990), i.e. une surface de contact pneumatique/chaussée mesurant 92 mm environ dans le sens longitudinal du roulement.

Pour obtenir la déformée globale, et en tenant compte de la limitation du calcul en matière de capacité mémoire, la résolution spatiale du maillage est contrainte à  $h_x = h_y = 3$  mm pour le calcul de contact du pneumatique sur la surface lisse. La géométrie déformée obtenue est représentée Figure 2.10. Elle correspond à l'union de la partie inférieure déformée calculée par l'équation (2.13) et de la partie supérieure non-déformée du pneu obtenue en posant  $u_z(M, t)=0$  dans l'équation (2.13).

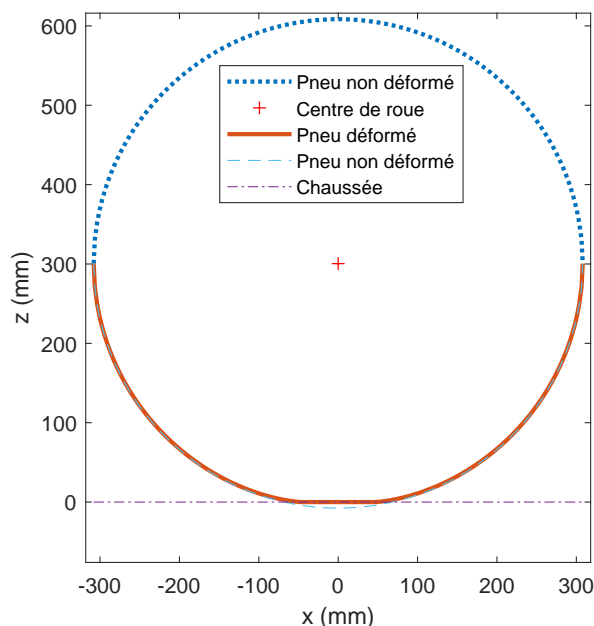


Figure 2.10 – Déformée globale du pneumatique obtenue à l'aide du modèle de contact de Cesbron et Yin (2010).

## 2.2. Méthode du piston pour la modélisation CFD avec variation de volume

Ensuite, la cavité de diamètre  $d = 15$  mm et de profondeur  $L_0 = 30$  mm est introduite dans la géométrie de la chaussée par la relation suivante :

$$z_r^0(x, y, t) = \begin{cases} -L_0 & \text{si } \sqrt{(x - x_c(t))^2 + (y - y_c(t))^2} < d/2 \\ 0 & \text{si } \sqrt{(x - x_c(t))^2 + (y - y_c(t))^2} \geq d/2 \end{cases} \quad (2.14)$$

avec  $x_c(t)$  et  $y_c(t)$  les positions du centre de la cavité selon  $x$  et  $y$  donnés par :

$$\begin{cases} x_c(t) = vt + x_c(0) \\ y_c(t) = 0 \end{cases} \quad (2.15)$$

où  $v$  est la vitesse de roulement. Le roulement du pneu sur la cavité est simulé en faisant varier la position du centre de la cavité  $x_c$  par rapport au centre du pneu. Une succession de contacts statiques est ainsi obtenue, dont chacun représente l'état de la bande de roulement déformée pénétrant dans la cavité. La Figure 2.11 a donne un exemple de distribution de pression de contact obtenue lorsque la cavité est alignée avec le centre de roue ( $x_c = 0$ ). La Figure 2.11 b illustre la pénétration de la bande de roulement correspondant à cette position (valeur maximale de pénétration).

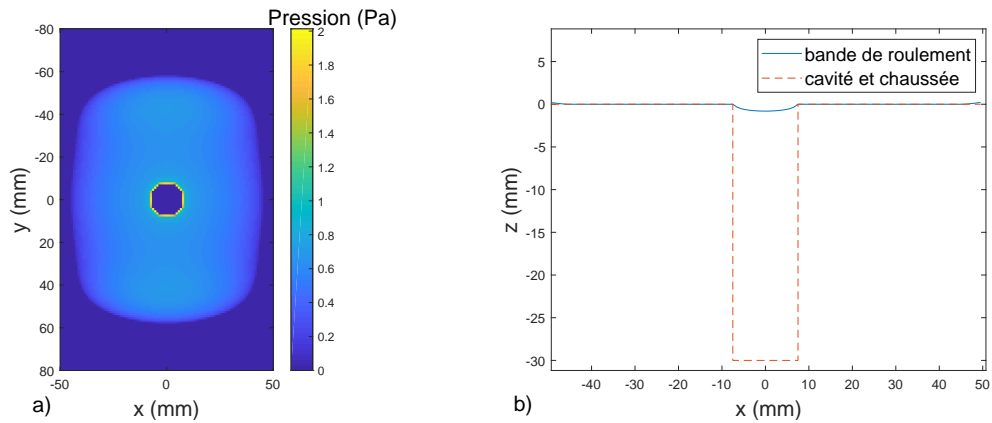


Figure 2.11 – a) Distribution de pression dans la zone de contact, b) pénétration de la bande de roulement associée lorsque le centre de la cavité est aligné avec le centre de la roue.

Pour que la géométrie de la cavité cylindrique de 15 mm de diamètre soit exactement décrite, il faut choisir un maillage tel que  $h_x = h_y$ . En tenant compte des limitations du calcul en matière de capacité mémoire, on considère  $h_x = h_y = 1$  mm. Le centre de la cavité se déplace ainsi de  $\Delta x = h_x = 1$  mm à chaque itération.

En définissant l'ensemble  $C(t)$  par :

$$C(t) = \{M(x, y) \mid \sqrt{(x - x_c(t))^2 + (y - y_c(t))^2} \leq d/2\}, \quad (2.16)$$

le déplacement de la membrane  $z_m(M, t)$  est donné par :

$$\forall t, \forall (x, y) \in C(t) \mid z_r(M, t) \leq 0, z_m(M, t) = z_r(M, t) \quad (2.17)$$

où  $z_r(M, t)$  est la déformée du pneu calculée par l'équation (2.13).

Puisque la simulation de la membrane est en 2D,  $z_m(M, t)$  est notée  $z_m(x, t)$  pour chaque point tout au long de l'axe  $x$  ( $y = 0$ ) et au temps  $t$ . L'ensemble des points  $z_m(x, t)$  est ensuite sauvegardé pour chaque déplacement de la cavité selon  $x$  afin d'utiliser ce résultat dans le modèle CFD utilisant la méthode de la membrane. Le vecteur temps  $t$  est obtenu en divisant la distance parcourue par la vitesse demandée et en l'adaptant à la durée et au pas de temps de la simulation de Fluent correspondante.

**2.2.1.3 Étape 2 : variation de volume et déplacement du piston**

Que le modèle CFD soit utilisé en 2D ou en 3D, la variation de volume est dans les deux cas déterminée à partir du modèle de contact en 3D. En 3D, le déplacement de la membrane  $z_m(M, t)$  sert à calculer le volume  $v_p(t)$  équivalent à cette pénétration :

$$v_p(t) = \int_{\Sigma_c(t)} z_m(M, t) dM \quad (2.18)$$

Le volume de pénétration  $v_p(t)$  est supposé équivalent à un volume cylindrique balayé par le déplacement vertical du fond de la cavité. Le diamètre de ce volume est égal au diamètre de la cavité  $d$  et sa hauteur est égale au déplacement équivalent du fond de la cavité  $z_{\text{piston}}(t)$  qui est alors déduit par :

$$z_{\text{piston}}^{3D}(t) = \frac{4v_p(t)}{\pi d^2} \quad (2.19)$$

De façon similaire, en 2D, la surface de pénétration  $s_p(t)$  dans la cavité est calculée par :

$$s_p(t) = \int_{\Sigma_c(t)} z_m(x, t) dx \quad (2.20)$$

Cette surface  $s_p(t)$  de la pénétration dans la cavité est équivalente à la surface rectangulaire balayée par le déplacement vertical du fond de la cavité. La largeur de cette surface est égale au diamètre de la cavité  $d$  et sa longueur est égale au déplacement équivalent du fond de la cavité  $z_{\text{piston}}(t)$  calculé par :

$$z_{\text{piston}}^{2D}(t) = \frac{s_p(t)}{d} \quad (2.21)$$

En pratique, la cavité est placée à une distance de 0,4 m du centre du pneu à  $t=0$  s ( $x_c = -400$  mm). A partir de cet instant, le centre de la cavité est déplacé à chaque itération de  $\Delta x = 1$  mm. La vitesse  $v$  considérée étant de 22,2 m/s, le pas temporel est alors :

$$\Delta t_c = \frac{\Delta x}{v} = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ s} \quad (2.22)$$

La Figure 2.12 présente la pénétration de la bande de roulement  $z_m(x, t)$  obtenue pour différentes positions de la cavité par rapport au centre de la roue. La Figure 2.13 montre le déplacement du piston en 2D en fonction du temps,  $z_{\text{piston}}^{2D}(t)$ , issu de la pénétration calculée à partir des équations (2.20) et (2.21). Le déplacement du fond de la cavité augmente progressivement pour atteindre une valeur maximale égale à 0,61 mm, lorsque la cavité est centrée sur la zone de contact. Le pourcentage maximal de variation de volume  $\Delta S/S$  (en 2D) est donc égal à 2% environ pour une cavité de 30 mm de profondeur. Ensuite, le déplacement diminue symétriquement pour s'annuler lors de l'ouverture totale de la cavité.

## 2.2. Méthode du piston pour la modélisation CFD avec variation de volume

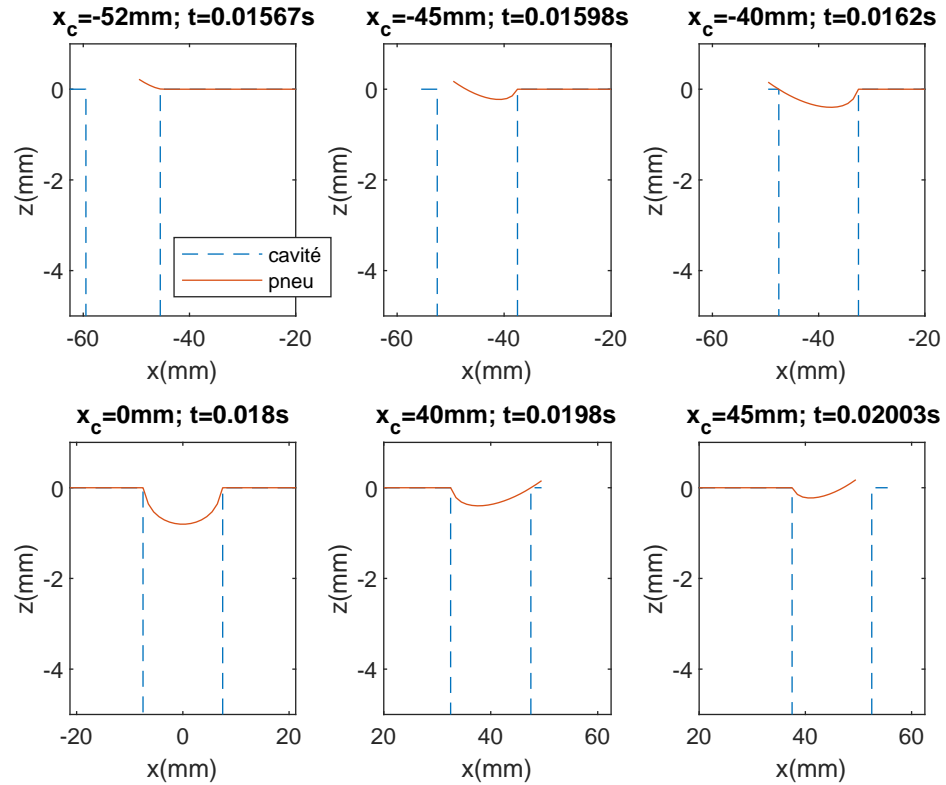


Figure 2.12 – Pénétration de la bande de roulement  $z_m(x, t)$  calculée pour différentes positions  $x_c$  de la cavité par rapport au centre de la roue ( $d = 15$  mm,  $L_0 = 30$  mm,  $v = 80$  km/h).

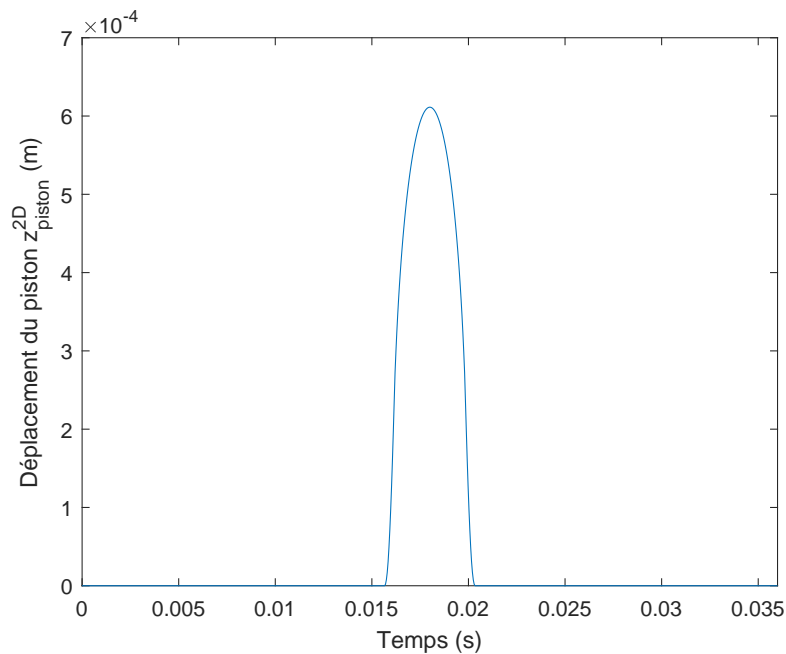


Figure 2.13 – Déplacement équivalent du fond de la cavité  $z_{\text{piston}}^{2D}(t)$  en fonction du temps (cas 2D;  $d = 15$  mm,  $L_0 = 30$  mm,  $v = 80$  km/h).

### 2.2.1.4 Étape 3 : modélisation CFD avec variation de volume de la cavité

**Géométrie et maillage** La Figure 2.14 montre le maillage 2D de la géométrie utilisée. Les mêmes types et dimensions de cellules du modèle CFD sans variation de volume (cf. Figure 2.1 a) sont utilisés, sauf pour le domaine le plus proche de la surface de contact (noté domaine 1 dans la suite), le domaine le plus éloigné (noté domaine 6) et la cavité. Le domaine fluide autour du

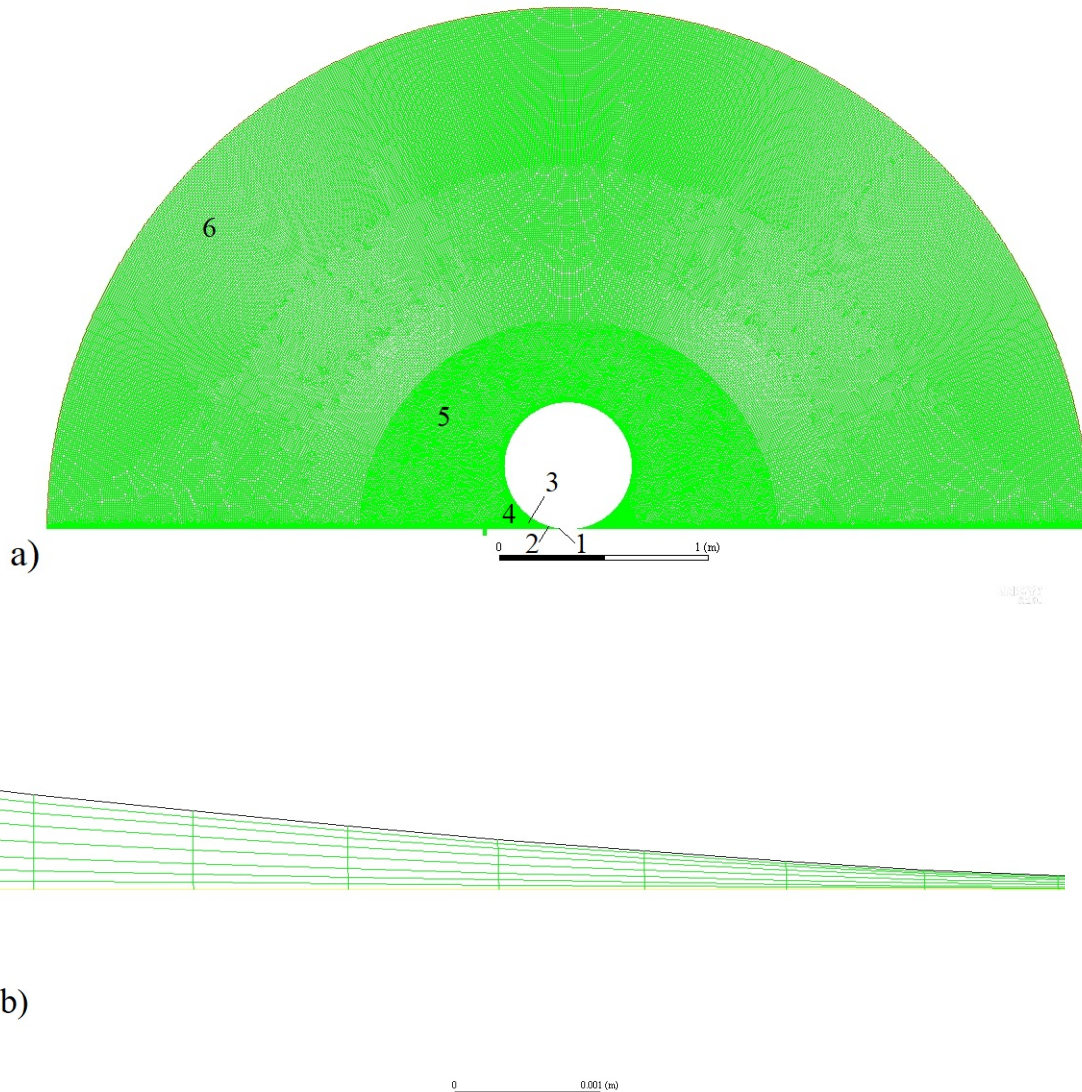


Figure 2.14 – a) Maillage 2D utilisé dans le modèle CFD avec variation de volume; b) maillage du domaine 1. Géométrie du pneu déformé issue du modèle de contact de Cesbron et Yin (2010) (cf. Figure 2.10).

pneu est un demi-disque de 2,5 m de rayon. Ce disque est ensuite partagé en six sous-domaines en fonction de leur importance physique par rapport à l'écoulement : le maillage devient d'autant plus grossier que l'éloignement de la zone de contact augmente. Un maillage plus fin a été adopté pour le domaine 6 pour plus de précision dans le calcul des pressions en avant et en arrière de l'écoulement. Quant au domaine 1 (Figure 2.14 b) et à la cavité (Figure 2.15), le maillage selon  $x$  est modifié de façon à être identique au maillage de la bande de roulement adopté dans le modèle

## 2.2. Méthode du piston pour la modélisation CFD avec variation de volume

de contact. Ainsi, les points représentant la pénétration de la membrane du pneu  $z_m(x_i, t)$  sont directement utilisés comme données d'entrée dans Fluent. Le pas spatial du maillage de ces zones suivant  $x$  est alors fixé à 1 mm.

**Implémentation de la variation de volume** La méthode de résolution suit la même procédure que celle expliquée pour le modèle CFD sans variation de volume (cf. Section 2.1.2) mais avec l'introduction d'une fonctionnalité supplémentaire dans le calcul instationnaire, correspondant à l'activation du maillage dynamique (Dynamic Mesh (DM)). La durée de la simulation et le pas temporel changent aussi pour être cohérents avec les données utilisées, notamment les résultats du modèle de contact. Ainsi, la cavité est placée à une distance de 0,4 m et la durée de la simulation est de 0,036 s (vitesse de 80 km/h) pour un parcours symétrique de cavité de part et d'autre du centre du pneu. Le pas de temps est  $\Delta t = 4,5 \cdot 10^{-5}$  s (cf. Éq. (2.22)).

L'option de maillage dynamique est activée pour tenir compte de la variation de volume de la cavité. La pénétration de la membrane  $z_m(x, t)$  ou le déplacement équivalent du piston  $z_{\text{piston}}(t)$  sont introduits au niveau de la cavité par l'intermédiaire d'une fonction définie par l'utilisateur (option UDF - User Defined Function), écrite en langage C et communiquée au solveur Fluent. Ainsi, d'une part le maillage glissant permet le mouvement de translation horizontal de la cavité, et d'autre part Fluent permet un maillage dynamique déformant (Moving Deforming Mesh MDM ou Dynamic Mesh DM) à travers lequel la géométrie du domaine change durant la simulation. Le volume (en 3D) ou la surface (en 2D) des cellules de la cavité varient alors en fonction du temps.

Parmi les méthodes de maillage dynamique exposées dans la documentation ANSYS Inc (2013), la technique de smoothing est la mieux adaptée pour modéliser la pénétration de la membrane ainsi que le déplacement en 2D du fond de la cavité. Cette méthode déplace les nœuds intérieurs et à la frontière de la cavité pour absorber le mouvement du domaine mobile. Le nombre de nœuds et leur connectivité ne changent pas. Pour la méthode de la membrane, le maillage dynamique est attribué à la face supérieure de la cavité assimilée à la bande de roulement durant le contact. Pour la méthode du piston, il est attribué à sa face inférieure, c'est-à-dire le fond de la cavité.

L'option UDF de Fluent permet de décrire le mouvement attribué aux surfaces mobiles (face supérieure ou inférieure de la cavité selon la méthode). Pour la méthode de la membrane, une fonction attribue, à chaque pas de temps et à chacun des nœuds supérieurs de la cavité, un déplacement égal à  $z_m(x_i, t)$  obtenu par le modèle de contact et en modifiant son ordonnée verticale notée  $z_i(t)$  selon l'équation suivante :

$$z_i(t) = z_0 + z_m(x_i, t) \quad (2.23)$$

avec  $z_0 < 0$ , la position suivant  $z$  de la surface de la chaussée en 2D et  $z_m(x_i, t) \leq 0$ , obtenu par le modèle de contact (Figure 2.12).

De façon similaire, pour la méthode du piston en 2D, l'UDF attribue, à chaque pas de temps et à chacun des nœuds inférieurs de la cavité, un déplacement égal à  $z_{\text{piston}}^{2D}(t)$  en modifiant sa coordonnée verticale  $z_i(t)$  selon l'équation :

$$z_i(t) = z_0 - L_0 + z_{\text{piston}}^{2D}(t) \quad (2.24)$$

avec  $z_0 < 0$  toujours la position suivant  $z$  de la surface de la chaussée en 2D,  $L_0$  la profondeur initiale de la cavité ( $L_0 = 0,03$  m) et  $z_{\text{piston}}^{2D}(t) \geq 0$ , obtenu par le modèle de contact (Figure 2.13).

De façon identique, pour la méthode du piston en 3D, le déplacement vertical des nœuds se fait suivant  $z$  et la coordonnée verticale, notée  $z_i(t)$ , est donnée par :

$$z_i(t) = z_0 - L_0 + z_{\text{piston}}^{3D}(t) \quad (2.25)$$

avec  $z_0 < 0$  la position verticale de la surface de la chaussée en 3D et  $z_{\text{piston}}^{3D}(t) \geq 0$ , obtenu par le modèle de contact (cf. Éq. (2.19)).

La Figure 2.15 montre des exemples d'introduction de la variation de volume en appliquant le maillage dynamique dans le cas des deux méthodes, selon les équations (2.23) et (2.24). La Figure 2.15 a illustre la pénétration de la bande de roulement du pneu dans la cavité  $z_m(x, t)$ . Pour le même instant de calcul, cette pénétration entraîne une variation de volume équivalente à celle du déplacement du fond de cavité égal à  $z_{piston}(t)$  (Figure 2.15 b).

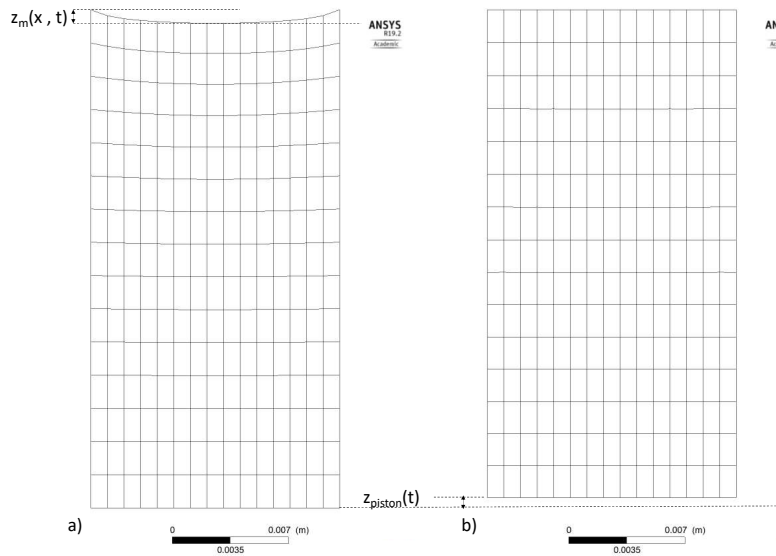


Figure 2.15 – a) Pénétration de la bande de roulement dans la cavité centrée dans la zone de contact ( $x_c=0$ ) (méthode de la membrane); b) déplacement en fond de la cavité donnant une variation de volume équivalente (méthode du piston).

## 2.2.2 Validation de l'approche en 2D

Dans le but de valider le modèle CFD du piston, il est tout d'abord nécessaire de tester la convergence du calcul en fonction du maillage du piston (et donc de la cavité) et ensuite d'évaluer la convergence en fonction du modèle de turbulence. La dernière étape de validation consiste à comparer la pression obtenue par le modèle de piston avec celle obtenue par le modèle de la membrane.

### 2.2.2.1 Convergence en fonction du maillage spatial

L'influence du maillage de la cavité sur le calcul de la pression d'air dynamique calculée au fond de la cavité par la méthode du piston a d'abord été vérifiée. Le pas de temps utilisé est  $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6}$  s pour plus de précision dans la détection des fréquences élevées (jusqu'à 10 kHz dans le cas du pompage d'air)<sup>2</sup>. Le déplacement du piston calculé par le modèle de contact (Figure 2.13), en utilisant un pas de temps de  $\Delta t = 4,5 \cdot 10^{-5}$  s, est donc interpolé suivant le nouveau pas de temps pour l'adapter au temps de la simulation Fluent.

Plusieurs configurations carrées ont été testées selon le Tableau 2.1, avec  $\Delta_x$  et  $\Delta_z$  les résolutions spatiales du maillage de la cavité respectivement selon l'axe  $x$  (horizontal) et l'axe  $z$

2. Il est recommandé de prendre un pas de temps  $\Delta t$  20 fois inférieur à la plus petite période considérée (ANSYS Inc, 2013), ce qui correspond à  $\Delta t \leq 5 \cdot 10^{-6}$  s pour une fréquence maximale de 10 kHz dans le cas du phénomène de pompage d'air. Le pas de temps choisi dans le modèle CFD en 2D est alors  $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6}$  s et  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$  s en 3D (cf. Section 2.1.2). Cependant, un pas de temps  $\Delta t = 4,5 \cdot 10^{-5}$  s est utilisé uniquement pour la comparaison avec la membrane pour les critères de capacité mémoire liés au modèle de contact (cf. Sections 2.2.1.2, 2.2.1.3 et 2.2.1.4).

## 2.2. Méthode du piston pour la modélisation CFD avec variation de volume

(vertical). Le maillage du domaine 1 autour du pneu a été modifié en conséquence pour avoir une

$\Delta_x$ (mm)	0,1	0,25	0,5	1	2,5	3	5	1
$\Delta_z$ (mm)	0,1	0,25	0,5	1	2,5	3	5	2
$d/\Delta_x$	150	60	30	15	6	5	3	15
$L_0/\Delta_z$	300	120	60	30	12	10	6	15
$\epsilon$ (%)	—	1,3	2,2	3,2	6,9	8,1	8,7	2,0

Tableau 2.1 – Étude de convergence de la méthode du piston en fonction du maillage spatial. L'erreur  $\epsilon$  est quantifiée par rapport au maillage le plus fin.

résolution voisine de celle de la cavité. Le maillage le plus fin ( $\Delta_x = \Delta_z = 0,1$  mm) est considéré comme le cas de référence et correspond à une taille proche du domaine 2. La configuration ( $\Delta_x = 1$  mm ;  $\Delta_z = 2$  mm), déjà utilisée pour la comparaison avec la méthode de la membrane (cf. Section 2.2.1.4, Figure 2.15), est également considérée. La pression calculée pour les différents maillages est présentée Figure 2.16.

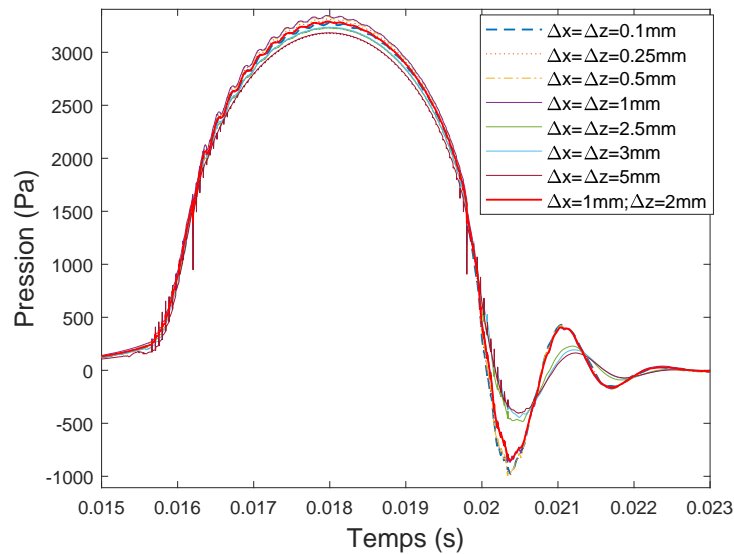


Figure 2.16 – Pression d'air dynamique au fond de la cavité calculée par le modèle du piston ( $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6}$  s), pour diverses résolutions du maillage de la cavité  $\Delta_x$  et  $\Delta_z$  ( $d = 15$  mm,  $L_0 = 30$  mm,  $v = 80$  km/h).

L'erreur  $\epsilon$  par rapport au maillage le plus fin est quantifiée dans le Tableau 2.1 en utilisant l'équation :

$$\epsilon = \left[ \frac{\int_0^{T_s} [p(t) - p^*(t)]^2 dt}{\int_0^{T_s} [p^*(t)]^2 dt} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.26)$$

où  $T_s$  est la durée du signal,  $p^*(t)$  et  $p(t)$  sont respectivement la pression d'air calculée dans le cas de référence et la pression d'air calculée dans le cas d'un maillage différent, pour le même instant  $t$ .

La différence par rapport au maillage le plus fin est faible ( $\epsilon < 2,5$  %) et les résultats sont proches pour ( $\Delta_x = \Delta_z < 1$  mm) ou ( $\Delta_x = 1$  mm ;  $\Delta_z = 2$  mm). Le modèle CFD de piston en 2D



sera donc appliqué avec la configuration déjà utilisée ( $\Delta_x = 1 \text{ mm}$ ;  $\Delta_z = 2 \text{ mm}$ ), pour laquelle  $\epsilon = 2,0 \%$ .

### 2.2.2.2 Convergence du modèle de turbulence

La turbulence de l'écoulement est justifiée par le nombre de Reynolds associé :

$$Re = \frac{\rho l v}{\mu} \quad (2.27)$$

avec  $\rho$ ,  $l$ ,  $v$ , et  $\mu$  respectivement la masse volumique, la distance caractéristique, la vitesse et la viscosité dynamique. Pour une température de  $27^\circ\text{C}$  et la géométrie considérée, ces paramètres sont égaux à  $\rho = 1,176 \text{ kg/m}^3$ ,  $l = 1 \text{ m}$ ,  $v = 22,2 \text{ m/s}$ ,  $\mu = 1,7894 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m.s}$ . Dans ce cas le nombre de Reynolds  $Re$  est égal à  $1,46 \cdot 10^6$  et est supérieur au régime limite de turbulence défini par  $Re = 5 \cdot 10^5$ .

D'après la documentation ANSYS Inc (2013), les modèles URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes equations) sont les plus adaptés à ce type d'écoulement turbulent piloté par le phénomène de couche limite, et plus précisément les modèles  $k - \epsilon$  réalisable avec traitement à la paroi (EWT - Enhancement Wall Treatment),  $k - \omega$  SST et RSM avec EWT. Trois simulations 2D ont été testées, pour le même maillage, avec ces 3 modèles les plus recommandés (Figure 2.17).

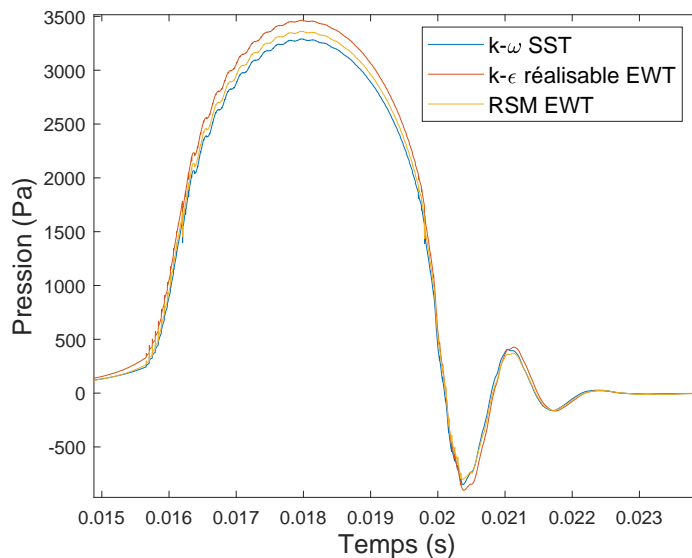


Figure 2.17 – Pression d'air dynamique calculée par le modèle du piston ( $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ ), pour divers modèles de turbulences.

En utilisant le modèle  $k - \omega$  SST, une sous-estimation de 5% est calculée sur la pression maximale atteinte ( $\Delta p = p_{k-\epsilon} - p_{k-\omega} = 176 \text{ Pa}$ ) par rapport au modèle  $k - \epsilon$  (6% de différence en comparant la totalité du signal) et une sous-estimation de 2 % de la pression maximale atteinte ( $\Delta p = p_{RSM} - p_{k-\omega} = 72 \text{ Pa}$ ) par rapport au modèle RSM (3 % de différence en comparant la totalité du signal). Le modèle  $k - \epsilon$  EWT réalisable n'est pas recommandé pour les forts gradients de pression et le modèle RSM EWT est le plus précis mais il est plutôt utilisé pour les cas 3D complexes pour des applications plus tourbillonnaires. De plus, il est coûteux en matière de capacité mémoire et nécessite un maillage très fin.

D'autre part, les modèles  $k - \omega$  SST et  $k - \epsilon$  EWT réalisable sont des modèles complets, robustes, précis, largement employés, peu coûteux et les plus simples. Le modèle  $k - \omega$  SST est

capable de résoudre l'écoulement proche de la paroi sans traitement particulier si le maillage est assez précis. D'où le choix du modèle  $k-\omega$  SST qui est adapté aux écoulements proches des parois et qui combine d'ailleurs les deux modèles  $k-\epsilon$  et  $k-\omega$  de manière à appliquer  $k-\omega$  pour les cellules proches de la paroi et  $k-\epsilon$  pour les cellules loin de la paroi. Enfin,  $k-\omega$  SST donne un résultat proche des deux autres modèles avec une durée de calcul plus courte.

### 2.2.2.3 Comparaison à la méthode de la membrane en 2D

La comparaison entre la méthode de la membrane et celle du piston est basée sur la pression d'air dynamique  $p$  obtenue au fond de la cavité lors du passage du pneumatique, en utilisant la méthode expliquée Section 2.2.1.4. La Figure 2.18 montre cette pression calculée par les deux méthodes. Le résultat sans variation de volume est également montré comme cas de référence.

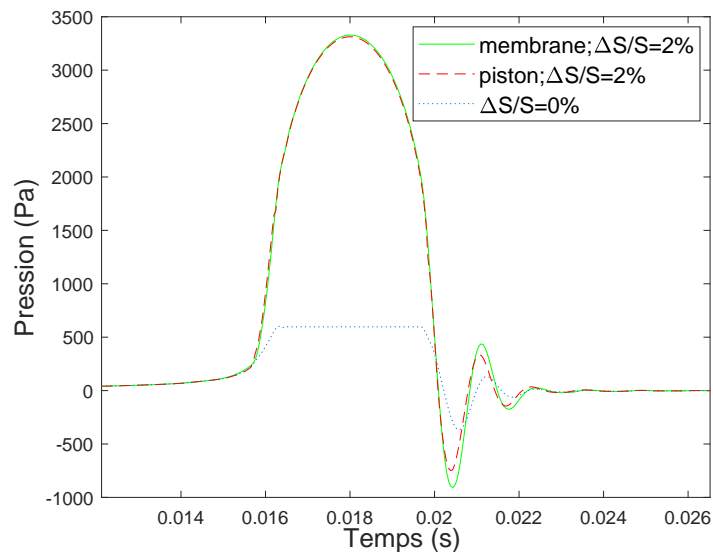


Figure 2.18 – Variation de la pression d'air dynamique au fond de la cavité calculée avec variation de volume suivant les méthodes de la membrane et du piston ( $\Delta t = 4,5 \cdot 10^{-5}$  s), et comparaison avec le cas sans variation de volume ( $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm,  $v=80$  km/h).

Tout d'abord, et contrairement au cas de référence, les résultats avec variation de volume montrent une surpression lors de la fermeture de la cavité avec absence de palier qui est remplacé par une courbe en cloche très similaire à celle de la variation de volume calculée (Figure 2.13). À cet égard, à partir du moment de la fermeture progressive de la cavité, la variation de pression est directement liée à la variation de volume et par conséquent au modèle de contact utilisé pour évaluer la pénétration de la membrane.

En revanche, les courbes obtenues avec variation de volume par les deux méthodes mises en œuvre sont très proches l'une de l'autre. La différence  $\epsilon$  entre les méthodes peut être quantifiée en utilisant l'équation (2.26), avec  $p(t)$  et  $p^*(t)$  les pressions d'air calculées respectivement par la méthode du piston et par la méthode de la membrane pour le même instant  $t$ . Cette erreur  $\epsilon$  est égale à 3% lors de la comparaison de tous les points du signal et égal à 0,48% lors de la comparaison de la pression maximale atteinte ( $p_{piston} = 3328$  Pa et  $p_{membrane} = 3312$  Pa). En 2D, la méthode de piston simplifiée donne un résultat équivalent à la méthode de la membrane dans le cas d'une cavité cylindrique.

Ainsi, la méthode du piston s'avère efficace et représentative de la variation de volume dans la cavité fermée. Par la suite, la technique du piston sera donc utilisée pour toute modélisation

avec variation de volume. Cette méthode est plus simple et plus rapide à mettre en œuvre que la méthode de la membrane, surtout pour les simulations 3D envisagées dans la dernière partie du chapitre.

### 2.2.3 Effet de la variation de volume sur la pression d'air dynamique

La Figure 2.19 montre les variations des pressions au fond de la cavité ainsi qu'aux bords d'attaque et de fuite (en champ proche à 7 cm de part et d'autre du centre de contact) pour les cas avec et sans variation de volume. Les traits pointillés délimitent respectivement, de gauche à droite, le début et la fin de la fermeture de la cavité puis le début et la fin de son ouverture.

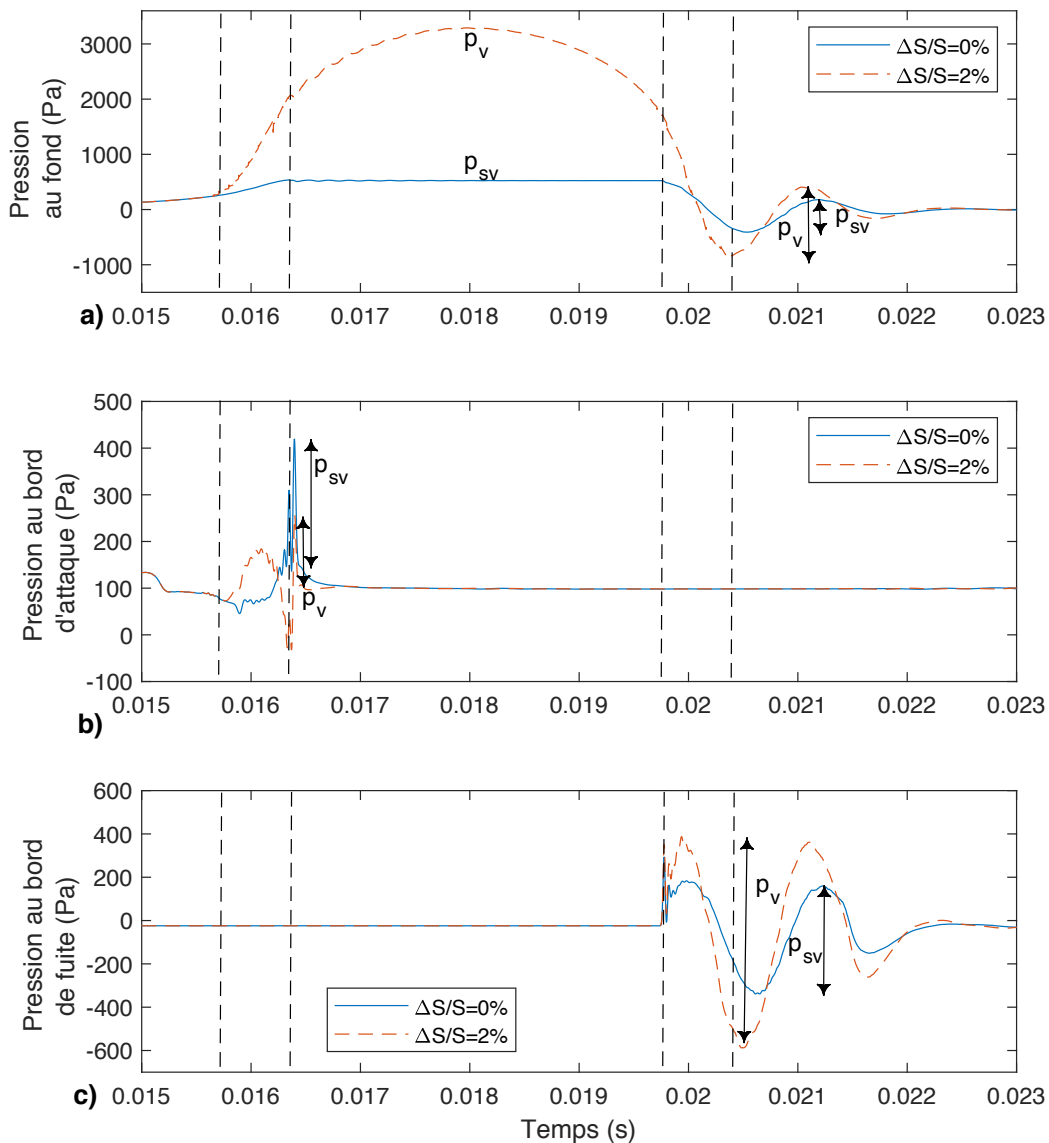


Figure 2.19 – Influence de la variation de volume  $\Delta S/S$  calculée par le modèle de contact sur la pression d'air a) au fond de la cavité b) au bord d'attaque c) au bord de fuite (à 7 cm de la zone de contact).  $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm,  $v=80$  km/h, simulation en 2D. Les traits pointillés délimitent respectivement, de gauche à droite, le début et la fin de la fermeture de la cavité puis le début et la fin de son ouverture.  $p_v$  et  $p_{sv}$  sont respectivement les pressions calculées avec et sans variation de volume.

## 2.2. Méthode du piston pour la modélisation CFD avec variation de volume

D'après la Figure 2.19 b, la pression au bord d'attaque augmente au moment du début du contact et un pic de pression est émis avant la fermeture totale de la cavité, puis un autre pic maximal est émis après sa fermeture totale. Ce phénomène est observé dans les deux cas avec et sans variation de volume, même si l'amplitude du pic émis avant la fermeture totale est très faible dans le cas avec variation de volume. Durant cette phase, il y n'a pas de signal détecté au bord de fuite (Figure 2.19 c). Ce dernier apparaît au moment de l'ouverture progressive de la cavité et il est caractérisé par des oscillations de pression qui sont amorties après l'ouverture totale de la cavité.

Le nombre de ces oscillations ainsi que celui du signal de pression au fond de la cavité durant la phase de détente n'est pas en accord avec les résultats de la simulation en 3D (Figure 2.3) ni avec les résultats expérimentaux (Figure 2.5). Pourtant, compte tenu de l'allure de ces signaux, il convient de noter qu'un comportement similaire a été trouvé par Eisenblaetter (2008) aux bords d'attaque et de fuite durant le roulement d'un pneu, dont la bande de roulement est munie d'une cavité cylindrique, sur une surface lisse. Le signal au bord d'attaque est caractérisé par un pic de pression avant la fermeture complète de la cavité, tandis qu'au bord de fuite, le signal est constitué d'oscillations amorties représentant la résonance de Helmholtz lorsque la cavité est ouverte (Chapitre 1, Figures 1.16 et 1.17). Ces oscillations amorties au bord de fuite ont aussi été observées sur les mesures de pression acoustique de Hamet *et al.* (1990) dans les mêmes conditions de roulement, alors qu'aucun rayonnement n'a été mesuré au bord d'attaque.

D'autre part, la variation de volume de la cavité suite à la pénétration de la bande de roulement du pneumatique a un impact non négligeable sur la pression d'air au fond de la cavité, ainsi qu'aux bords d'attaque et de fuite. Pour le signal au fond de la cavité, la diminution de volume de la cavité conduit à l'augmentation de la surpression atteinte au cours de la phase palier (égale à la pression maximale sans variation de volume), dont l'origine est le déplacement de l'air dans la cavité et sa compression lors du contact. Ce déplacement est causé par l'effet de la couche limite visqueuse. La variation de volume fait augmenter aussi l'amplitude et la fréquence des oscillations durant la phase de détente. Cependant, la forme du signal de pression au fond de la cavité avec variation de volume présente une absence de palier due à la forme du signal de déplacement du piston calculé à partir du modèle de contact. L'amplitude et la fréquence des oscillations de pression au bord de fuite augmentent aussi avec la diminution du volume de la cavité suite au contact. Par contre, pour la pression au bord d'attaque, l'amplitude du signal durant la fermeture progressive de la cavité est tout d'abord plus grande que celle sans variation de volume mais ensuite elle diminue et le pic maximal émis après la fermeture totale de la cavité a une amplitude plus petite.

D'autre part, au fond de la cavité, la variation de volume a un impact plus important sur la pression d'air durant la phase de compression qu'au cours de la phase de détente. L'effet de la variation de volume est également moins important pour les pressions calculées aux bords d'attaque et de fuite, en comparaison avec la pression en fond de cavité durant la phase de compression. En effet, considérons le ratio de pressions  $r_{\Delta V/V} = p_v/p_{sv}$ , où  $p_v$  et  $p_{sv}$  sont respectivement les pressions calculées avec et sans variation de volume (Figure 2.19). Durant la phase de compression, pour le signal au fond de la cavité, les valeurs de  $p_v$  et  $p_{sv}$  correspondent à la pression maximale atteinte. Pour la phase de détente en fond de cavité, ainsi que pour le signal au bord de fuite, elles correspondent à l'amplitude crête à crête des oscillations après l'ouverture complète de la cavité. Enfin, pour le signal au bord d'attaque, elles correspondent à l'amplitude crête à crête du pic maximal à la fermeture complète de la cavité. Ce ratio est calculé pour les divers signaux :

- pression au fond de la cavité, phase de compression :

$$r_{\Delta V/V}^{palier} = 3285/524 = 6,3 \quad (2.28)$$

- pression au fond de la cavité, phase de détente :

$$r_{\Delta V/V}^{détente} = 1252/588 = 2,1 \quad (2.29)$$

– pression au bord d'attaque :

$$r_{\Delta V/V}^{attaque} = 150/269 = 0,6 \quad (2.30)$$

– pression au bord de fuite :

$$r_{\Delta V/V}^{fuite} = 950/500 = 1,9 \quad (2.31)$$

On remarque que l'impact de la variation de volume sur la pression dans la cavité est plus significatif au cours de la phase de compression ( $r_{\Delta V/V} = 6,3$ ) qu'au cours de la phase de détente ( $r_{\Delta V/V} = 2,1$ ), qu'au bord d'attaque ( $r_{\Delta V/V} = 0,6$ ) et qu'au bord de fuite ( $r_{\Delta V/V} = 1,9$ ). De plus, la variation de volume de la cavité d'air durant le roulement conduit globalement à une augmentation de la pression d'air dynamique ( $r_{\Delta V/V} > 1$ ), sauf au bord d'attaque.

La méthode de piston étant validée, on l'applique dans la suite au modèle CFD en 3D. L'intérêt de la simulation 3D est de pouvoir comparer d'une manière plus fiable les résultats calculés aux résultats expérimentaux de Hamet *et al.* (1990), notamment pour les oscillations de pressions au fond de la cavité et au bord de fuite.

### 2.3 Application du modèle de piston à la modélisation 3D du pompage d'air

Dans cette partie, la variation de volume utilisée dans le modèle CFD 3D est tout d'abord issue du modèle de contact de Cesbron et Yin (2010). Par contre, la géométrie 3D du pneu déformé est celle utilisée dans le modèle CFD sans variation de volume (cf. Figure 2.1 b) car on ne dispose pas d'autre géométrie pour le pneu déformé dans la configuration de Hamet *et al.* (1990). Ensuite, la variation de volume sera remplacée par une autre variation calculée suivant une méthode analytique.

#### 2.3.1 Limites de la variation de volume issue du modèle de contact

Le modèle de piston est appliqué en 3D, suivant les équations (2.18), (2.19) et (2.25). Par contre, une autre méthode de maillage dynamique, le layering, est adoptée. En effet, elle convient mieux à la modification de la forme des cellules 3D de la cavité cylindrique durant la variation de volume. Il s'agit d'une méthode de stratification qui consiste à ajouter ou à supprimer des couches de cellules. Le déplacement de piston obtenu par le modèle de contact est interpolé suivant le pas de temps  $\Delta t = 5.10^{-6}$  s pour l'adapter au temps de la simulation Fluent. La Figure 2.20 a montre le déplacement du piston en 3D obtenu,  $z_{piston}^{3D}(t)$ , et la Figure 2.20 b montre la pression d'air calculée suite à cette variation de volume comparée avec le cas 3D sans variation de volume. La pression maximale atteinte est de 3500 Pa pour le cas avec variation de volume, ce qui constitue une augmentation de 2531 Pa (environ 3,6 fois) de la surpression déjà calculée dans la cavité sans variation de volume. La variation de volume a donc un effet très important sur la compression d'air dans la cavité, même pour une faible variation de volume (ici  $\Delta V/V = 1,8$  %).

Cependant, en comparant ce résultat avec celui de la Figure 2.5, on trouve un désaccord avec les mesures au niveau de la forme et de la valeur maximale du palier de pression. Le modèle de contact surestime la variation de volume dans la cavité générant ainsi une pression maximale plus grande que celle mesurée. De plus, le palier de pression obtenu expérimentalement est remplacé par un pic de pression dont la forme est imposée par la variation de volume de la cavité calculée. Ces différences sont dues à la limitation du modèle de contact causée d'une part, par le manque de données exactes concernant le pneu utilisé par Hamet *et al.* (1990) et d'autre part, par l'incertitude sur la distribution de pression de contact liée à l'hypothèse simplifiée de massif semi-infini. En

## 2.3. Application du modèle de piston à la modélisation 3D du pompage d'air

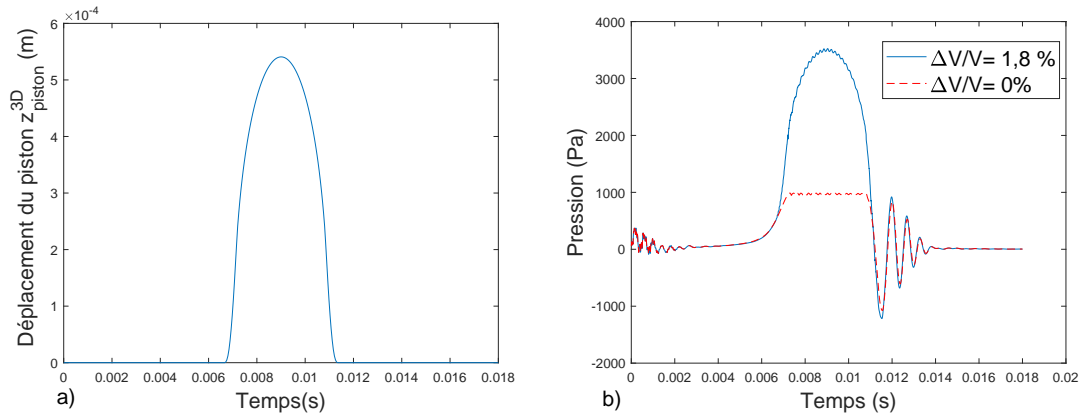


Figure 2.20 – Simulation 3D des mesures de Hamet *et al.* (1990) : a) déplacement du piston équivalent calculé  $z_{\text{piston}}^{3D}(t)$ ; b) pression d'air au fond de la cavité avec variation de volume (méthode du piston) et sans variation de volume ( $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm,  $v=80$  km/h).

revanche, pour la phase de détente à l'ouverture de la cavité, l'accord entre le calcul 3D et la mesure est satisfaisant en ce qui concerne la fréquence, l'amplitude et le nombre des oscillations de pression (3 oscillations amorties dans les deux cas). L'amplitude crête à crête maximale calculée est de 2137 Pa contre 2150 Pa pour la mesure ; la fréquence minimale associée est de 1063 Hz environ pour le cas calculé et 1100 Hz environ pour la mesure. Il serait donc intéressant de modéliser la variation de volume de la cavité par une méthode différente, qui prenne en compte un palier de déplacement durant la fermeture complète de la cavité. Le signal de pression calculée au fond de la cavité présentera dans ce cas un palier qui est caractéristique de la phase de compression durant le phénomène de pompage d'air. On explique dans la suite la méthode de calcul de la nouvelle variation de volume.

### 2.3.2 Modélisation de la variation de volume par une fonction analytique

Le calcul de la pression d'air dynamique suit le même principe que celui déjà montré Figure 2.7 mais en remplaçant la variation de volume calculée par le modèle de contact par une variation de volume estimée par une fonction analytique (Figure 2.21). L'estimation est basée sur la comparaison entre les résultats du modèle CFD sans variation de volume (Figure 2.3, simulation en 3D) et les résultats expérimentaux de Hamet *et al.* (1990) (Figure 2.5), en utilisant une fonction analytique qui sera présentée dans la suite.

#### 2.3.2.1 Concept et définition analytique de la variation de volume

Le déplacement du piston est représenté Figure 2.22. Le fond de la cavité se déplace vers le haut au fur et à mesure que la cavité se ferme (phase A : de l'instant  $t_1$  à l'instant  $t_2$ ) pour atteindre un palier de déplacement lors du parcours de la zone de contact (phase B : de l'instant  $t_2$  à l'instant  $t_3$ ). Ensuite, le piston se déplace vers le bas de manière symétrique lors d'ouverture de la cavité (phase C : de l'instant  $t_3$  à l'instant  $t_4$ ). Afin de représenter le déplacement du piston en fonction du temps,  $z_{\text{piston}}(t)$ , une fonction de type fenêtre de Tukey  $w(t)$  (tapered cosine window) est utilisée. Il se trouve que la forme de cette fenêtre satisfait celle du signal analytique souhaité dans ses 3

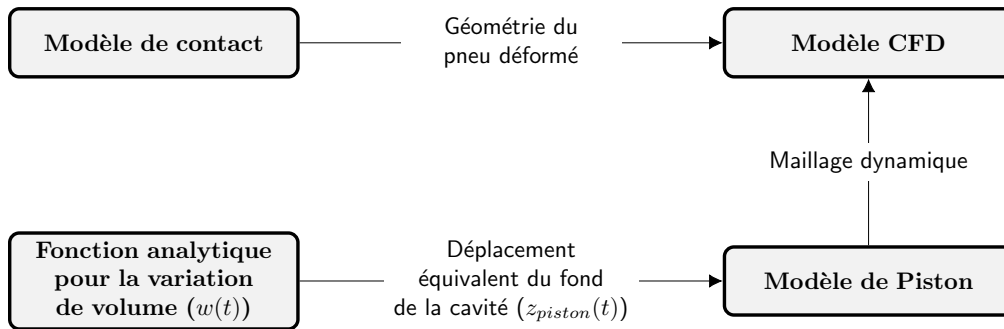


Figure 2.21 – Principe de calcul de la pression d'air dynamique au fond de la cavité à l'aide du modèle CFD du piston, avec variation de volume estimée par une fonction analytique.

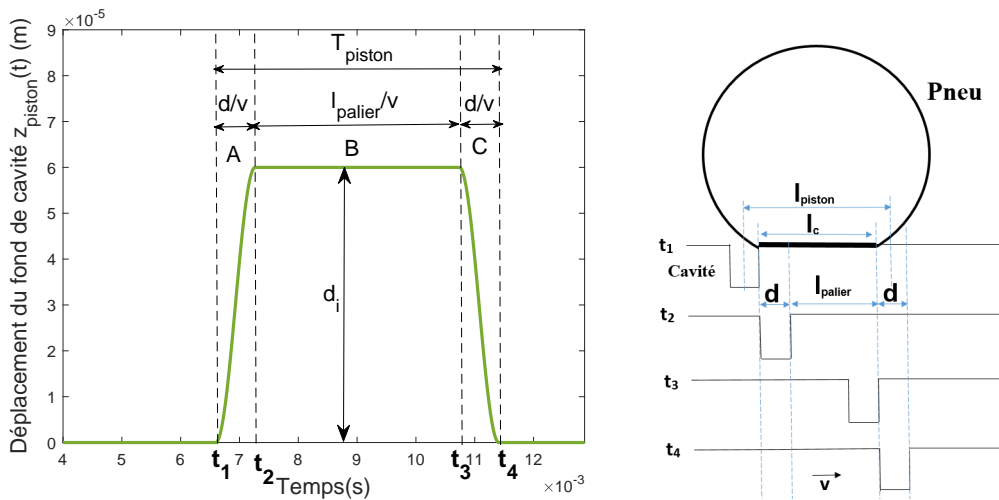


Figure 2.22 – Déplacement du fond de la cavité en fonction du temps décrit par une fonction analytique.  $t_1$  et  $t_2$  sont respectivement le début et la fin de la fermeture de la cavité;  $t_3$  et  $t_4$  sont respectivement le début et la fin de son ouverture.

### 2.3. Application du modèle de piston à la modélisation 3D du pompage d'air

phases. Le déplacement du piston est exprimé par :

$$z_{piston}(t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq t < t_1 \\ d_i w(t), & t_1 \leq t \leq t_4 \\ 0, & t_4 < t \leq t_F \end{cases} \quad (2.32)$$

où  $d_i$  est le déplacement maximal atteint durant la phase plateau et  $t_F$  est le temps correspondant à la fin de la simulation. La formule mathématique de la fenêtre de Tukey  $w(t)$  est la suivante :

$$w(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi}{a_w} \left( \frac{t-t_1}{(N_{piston}-1)\Delta t} - a_w/2 \right) \right] \right\}, & t_1 \leq t < t_2 \\ 1, & t_2 \leq t < t_3 \\ \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi}{a_w} \left( \frac{t-t_1}{(N_{piston}-1)\Delta t} - 1 + a_w/2 \right) \right] \right\}, & t_3 \leq t \leq t_4 \end{cases} \quad (2.33)$$

où  $N_{piston}$  est le nombre total de points de la fenêtre  $w(t)$ ,  $\Delta t$  est le pas temporel de la simulation et le paramètre  $a_w$  est le rapport entre la somme des longueurs des sections montante et descendante en cosinus et la longueur totale de la fenêtre avec  $0 \leq a_w \leq 1$ .  $t_1$  et  $t_2$  sont respectivement le début et la fin de la fermeture de la cavité ;  $t_3$  et  $t_4$  sont respectivement le début et la fin de son ouverture.

La fonction  $w(t)$  est adaptée à la simulation numérique sous Fluent par la méthode suivante (cf. Figure 2.22) :

- la distance totale parcourue suivant  $x$  au cours de l'activation du piston (regroupant les trois phases A, B et C), notée  $l_{piston}$ , est donnée par :  $l_{piston} = d + l_c$ , où  $d$  est le diamètre de la cavité et  $l_c$  est la longueur de l'aire de contact selon  $x$  ;
- la durée totale de déplacement du piston durant le contact (phases A, B et C) , notée  $T_{piston}$  est alors déduite par :

$$T_{piston} = \frac{l_{piston}}{v} \quad (2.34)$$

où  $v$  est la vitesse de roulement.

- le nombre total de points  $N_{piston}$  est déduit par :

$$N_{piston} = \lfloor \frac{T_{piston}}{\Delta t} \rfloor + 1 \quad (2.35)$$

où  $\lfloor \rfloor$  désigne la partie entière de la variable considérée.

- la distance totale parcourue suivant  $x$  au cours de la phase palier (phase B), notée  $l_{palier}$  est donnée par :  $l_{palier} = l_c - d$  et donc la durée de la phase palier B, notée  $T_{palier}$  est donnée par :  $T_{palier} = l_{palier}/v$ . Le nombre total de points de la phase palier est alors  $N_{palier} = \lfloor \frac{T_{palier}}{\Delta t} \rfloor + 1$ . Le paramètre  $a_w$  est alors déduit par :

$$a_w = \frac{N_{piston} - N_{palier}}{N_{piston}} \quad (2.36)$$

- les valeurs de  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  et  $t_4$  sont respectivement données par :

$$t_1 = (-l_{piston}/2 - x_{c0})/v; \quad (2.37)$$

où  $x_{c0} < 0$  est la position initiale (à  $t = 0$  s) du centre de la cavité par rapport au centre du pneu,

$$t_2 = \lfloor \frac{a_w}{2} (N_{piston} - 1) \rfloor \Delta t + t_1; \quad (2.38)$$



$$t_3 = \left[ N_{piston} - \left( \left\lfloor \frac{a_w}{2} (N_{piston} - 1) \right\rfloor + 1 \right) \right] \Delta t + t_1; \quad (2.39)$$

$$t_4 = (N_{piston} - 1) \Delta t + t_1. \quad (2.40)$$

Dans le cas de la configuration considérée dans cette partie, on a  $d = 15$  mm,  $l_c = 92,3$  mm (déduite de la géométrie du pneu déformé utilisée dans le modèle CFD (cf. Figure 2.1 b)),  $v = 22,2$  m/s. Afin de réduire le temps de calcul, on a  $x_{c_0} = -200$  mm et la variation de volume est tout d'abord testée en 2D ( $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6}$  s) pour l'étude paramétrique menée par la suite. Pour ces conditions, on a  $N_{piston} = 1932$  et  $a_w = 0,279$ .

### 2.3.2.2 Résultats 2D - Loi de Laplace

Plusieurs valeurs de variation de volume de la cavité (en %) sont testées, i.e. [0;-0.2;-0.4;-0.6;-0.8;-1;-2;-3;-4;-5;-10;-15;-20;-25]. Ces valeurs correspondent à un déplacement maximal du fond de la cavité  $d_i$  variant de 0 à 7,5 mm.  $V_0$  est le volume initial de la cavité considéré comme cas de référence ( $\Delta V/V_0 = 0$ ). La profondeur de la cavité est  $L_0 = 30$  mm.

Les simulations 2D sont ensuite menées en introduisant l'équation (2.32) dans l'équation (2.24). La méthode du « smoothing » est utilisée pour les variations de volume inférieures ou égales à 2%, et celle du « layering » est mise en oeuvre pour les variations de volume supérieures à 2%.

La Figure 2.23 montre la pression d'air dynamique calculée au fond de la cavité en fonction du temps pour chaque variation de volume considérée. La pression maximale atteinte au fond de

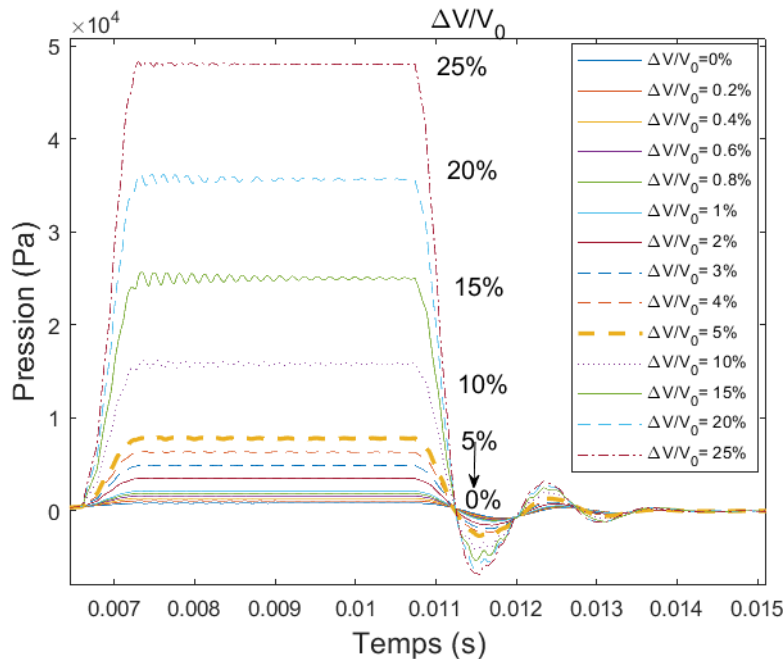


Figure 2.23 – Influence de la variation de volume décrite par une fonction analytique sur la pression au fond de la cavité (simulations 2D,  $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm,  $v=80$  km/h).

la cavité durant la phase de compression augmente avec le pourcentage de variation de volume de la cavité. La forme du signal de pression avec variation de volume est en accord avec celle trouvée dans la littérature. Un palier est bien obtenu durant la fermeture complète de la cavité. La

### 2.3. Application du modèle de piston à la modélisation 3D du pompage d'air

résonance de la cavité durant cette phase est présente et se manifeste par une fréquence constante. La fréquence ainsi que l'amplitude des oscillations augmentent avec le pourcentage de variation de volume. Ce résultat est cohérent car la fréquence de résonance fondamentale est inversement proportionnelle à la profondeur de la cavité d'après l'équation (1.1). La fréquence théorique varie donc entre 5 783 Hz et 7 711 Hz (en prenant  $c = 347$  m/s à la température  $T = 300$  K) pour une longueur de cavité variant entre 30 mm ( $\Delta V/V_0 = 0\%$ ) et 22,5 mm ( $\Delta V/V_0 = 25\%$ ). La fréquence trouvée avec le modèle est proche de la théorie et varie entre 5 621 Hz et 7623 Hz. Pour la phase de détente, l'amplitude et la fréquence des oscillations de l'oscillateur de Helmholtz augmentent avec l'augmentation de la variation de volume, surtout pour les valeurs supérieures ou égales à 2%. Pour les phases de compression et de détente, l'effet de la variation de volume sur la pression calculée au fond de la cavité est alors en accord avec celui trouvé Figure 2.19 a, lorsque la variation de volume est issue du modèle de contact.

D'autre part, pour chaque pourcentage de variation de volume  $i$ , on note  $p_i$  la pression maximale obtenue durant la phase palier, Figure 2.23. Soit  $\Delta p_{CFD} = p_i - p_0$  la variation de pression par rapport au cas de référence sans variation de volume  $p_0$ . La Figure 2.24 montre la variation  $\Delta p_{CFD}$  en fonction de la variation de volume. De façon logique, la variation de pression augmente avec la diminution du volume de la cavité.

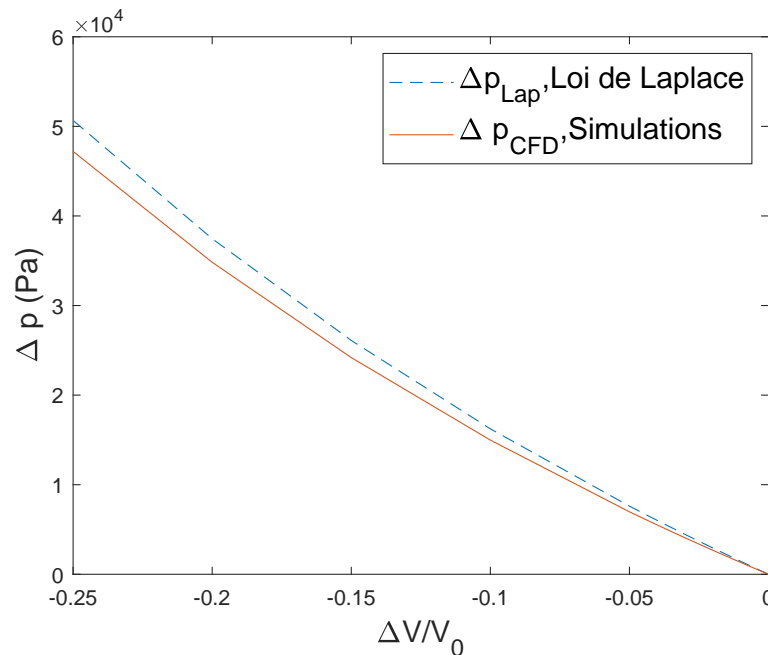


Figure 2.24 – Variation de la surpression  $\Delta p$  en fonction de la variation de volume de la cavité (simulations 2D,  $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm,  $v=80$  km/h).

Il serait alors intéressant de trouver une relation entre la variation de pression au fond de la cavité et la variation de son volume. Pour cela, le processus de compression et de détente de l'air dans la cavité durant le contact pneumatique/chaussée est supposé subir une transformation isentropique, c'est-à-dire réversible (sans création d'entropie) et adiabatique (sans échange thermique avec l'extérieur). La loi de Laplace est une loi thermodynamique établie entre la pression et le volume d'un gaz parfait subissant une transformation isentropique selon la relation suivante :

$$P_i V_i^\gamma = P_0 V_0^\gamma \quad (2.41)$$

où  $P_i$  et  $P_0$  sont respectivement les pressions absolues du gaz après et avant le changement de

volume,  $V_i$  et  $V_0$  sont respectivement les volumes du gaz après et avant le changement de volume et  $\gamma = 1,4$  est le coefficient adiabatique de Laplace.  $P_i = p_i + p_{atm}$ ,  $p_{atm}$  étant la pression atmosphérique 101 325 Pa et  $p_i$  la pression relative.

En remplaçant  $V_i$  par  $V_i = V_0(1 + \Delta V/V_0)$  dans l'équation (2.41), on obtient la variation de pression  $\Delta p_{Lap}$  calculée par la loi de Laplace :

$$\Delta p_{Lap} = P_i - P_0 = p_i - p_0 = P_0 \left[ \left( \frac{1}{1 + \Delta V/V_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (2.42)$$

Les valeurs de simulation de  $P_0$  et de  $\Delta V/V_0$  sont introduites dans l'équation (2.42) pour obtenir la surpression théorique de Laplace  $\Delta p_{Lap}$ , représentée Figure 2.24.

On remarque que la variation de pression maximale au fond de la cavité (lors de la phase de fermeture complète) suit une loi proche de la loi de Laplace. L'erreur sur la variation de pression est comprise entre 6,8 % et 8,9 %. Le coefficient  $\gamma$  correspondant à une relation de type  $PV^\gamma = cte$  est trouvé égal à 1,3 dans le cas du modèle CFD.

### 2.3.2.3 Calage de la variation de volume sur l'expérience de Hamet *et al.* (1990)

Pour une faible variation de volume  $\Delta V/V_0$ , un développement limité de premier ordre pour la relation (2.42) donne :

$$\Delta p_{Lap} = P_0[1 - \gamma \Delta V/V_0 - 1] \approx -\gamma P_0 \Delta V/V_0 \quad (2.43)$$

La relation (2.43) est utilisée dans le cas de la cavité cylindrique de Hamet *et al.* (1990) pour calculer la variation de volume associée à la variation de pression définie par la différence entre la pression mesurée  $p_i = 1740$  Pa (Figure 2.5) et la pression calculée par le modèle CFD en 3D sans variation de volume  $p_0$  (Figure 2.3). La variation de volume obtenue permet de déduire le déplacement maximal du piston associé  $d_i$ , puis de générer la fonction de déplacement analytique, en 3D, de type fenêtre de Tukey,  $z_{piston}(t)$ , suivant les équations (2.32) à (2.40). Cette fonction est ensuite utilisée dans le modèle CFD de piston, en 3D, pour évaluer l'effet de la variation de volume analytique sur la pression d'air dynamique calculée (cf. Figure 2.21).

D'après la Section 2.1.3, la variation de pression  $\Delta p$  entre la mesure et le calcul 3D est de 771 Pa. La variation de volume associée est donc :

$$\Delta V/V_0 = -771/[1,4 (101325 + 969)] = -0,0054 = -0,54\% \quad (2.44)$$

Le déplacement maximal du piston,  $d_i$ , est alors 0,162 mm et correspond à un déplacement de piston en fonction du temps,  $z_{piston}(t)$ , montré sur la Figure 2.25 a. La Figure 2.25 b montre le résultat 3D de la simulation correspondant à cette variation de volume. La pression maximale atteinte au fond de la cavité est d'environ 1605 Pa (135 Pa de différence avec la mesure, soit 7,7%), ce qui est plus proche de la mesure par rapport au cas sans variation de volume. De plus, en comparant Figure 2.25 b les oscillations de pression à l'ouverture de la cavité avec celles obtenues par Hamet *et al.* (1990) (Figure 2.5), l'accord est satisfaisant. Le même nombre d'oscillations est trouvé (3 sommets) avec des amplitudes et des fréquences proches. L'amplitude crête à crête maximale calculée est de 2234 Pa contre 2150 Pa pour la mesure (84 Pa de différence avec la mesure, soit 3,9%). La fréquence minimale associée est de 1063 Hz environ pour le cas calculé et de 1100 Hz environ pour la mesure. Ainsi, l'accord essais/calculs est beaucoup plus satisfaisant lorsque la variation de volume de la cavité, estimée par une fonction analytique et par la loi de Laplace, est prise en compte dans le modèle CFD. Ce résultat permet de valider l'hypothèse invoquée dans ce chapitre concernant l'effet de la variation de volume de la cavité d'air durant le roulement, due à la pénétration de la bande de roulement dans cette cavité (cf. Section 2.1.3).

### 2.3. Application du modèle de piston à la modélisation 3D du pompage d'air

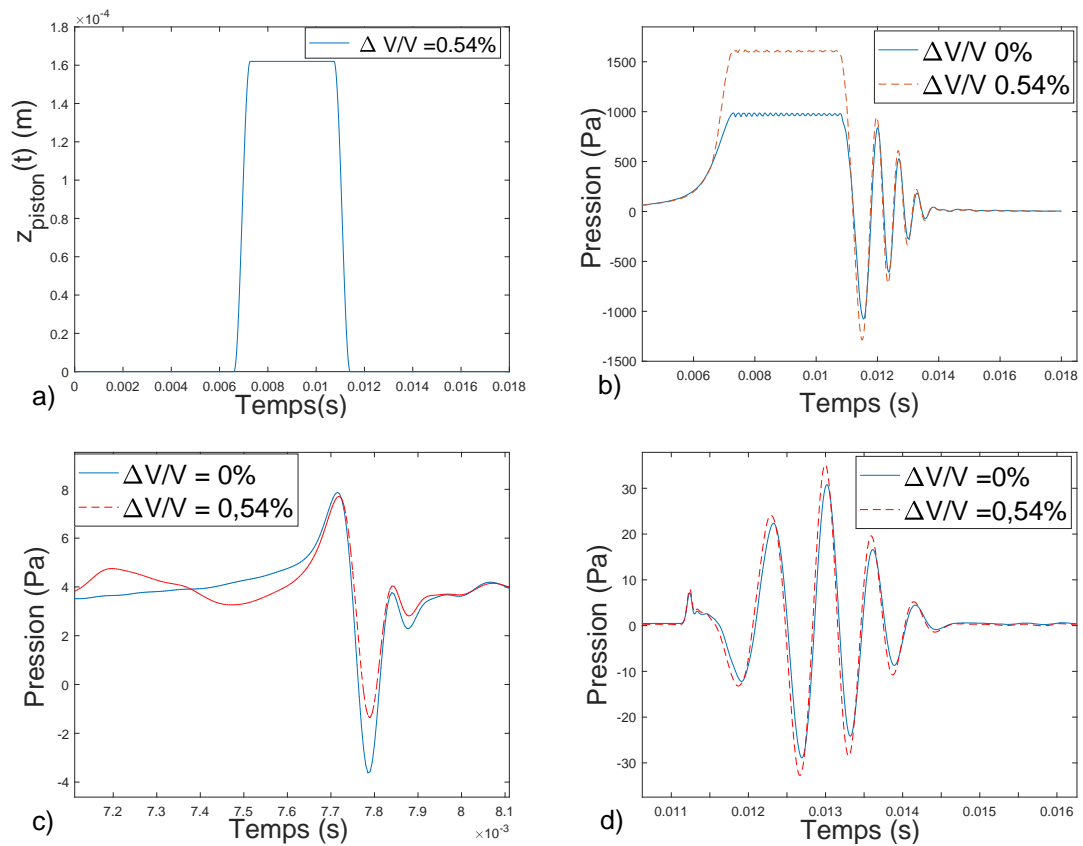


Figure 2.25 – Résultats du modèle CFD 3D avec variation de volume analytique : a) déplacement du piston équivalent; b) pression au fond de la cavité; c) pression au bord d'attaque; d) pression au bord de fuite (à 20 cm de la zone de contact);  $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm,  $v=80$  km/h.

D'autre part, les pressions aux bords d'attaque et de fuite, calculées avec et sans variation de volume, sont présentées Figures 2.25 c et 2.25 d. L'amplitude du pic émis à l'avant diminue, tandis que l'amplitude des oscillations de pression au bord de fuite augmente avec la variation de volume. La pression au fond de la cavité durant les phases de compression et de détente augmente aussi avec la variation de volume (Figure 2.25 b). On remarque alors que l'effet de cette variation est globalement représenté par une augmentation de la pression d'air dynamique, sauf pour le bord d'attaque. De plus, l'impact de la variation de volume sur le signal de pression au fond de la cavité durant la phase de fermeture totale est plus important que durant la détente, ainsi qu'aux bords d'attaque et de fuite. Cet impact est évalué, pour chacun de ces signaux, par le ratio  $r_{\Delta V/V}$  en répétant les équations (2.28) à (2.31) avec les signaux de la Figure 2.25. Les valeurs trouvées sont résumées Tableau 2.2. Les résultats sont similaires à ceux obtenus en utilisant la variation de volume issue du modèle de contact (cf. Section 2.2.3).

	$\Delta V/V = 0,54\%$
$r_{\Delta V/V}^{palier}$	1,7
$r_{\Delta V/V}^{détente}$	1,2
$r_{\Delta V/V}^{attaque}$	0,8
$r_{\Delta V/V}^{fuite}$	1,1

Tableau 2.2 – Ratios entre la pression avec variation de volume et la pression sans variation de volume, pour  $\Delta V/V = 0,54\%$ , calculés pour les pressions au fond de la cavité et aux bords d'attaque et de fuite (à 20 cm de la zone de contact) (configuration de Hamet *et al.* (1990),  $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm,  $v=80$  km/h).

### 2.3.3 Résultats du modèle 3D et estimation de l'exposant de vitesse

Les signaux calculés aux bords d'attaque et de fuite sont d'autre part utilisés pour évaluer le niveau d'énergie du signal de pression  $N$  correspondant, émis à l'avant et à l'arrière de la zone de contact, selon la relation suivante :

$$N = 10 \log_{10} \int_{t_i}^{t_f} p^2(t) dt \quad (2.45)$$

où  $p$  est la pression d'air dynamique calculée et  $[t_i, t_f]$  est l'intervalle d'intégration temporelle. Le niveau d'énergie du signal de pression est une analogie avec le niveau de pression acoustique  $L_p$  qui est donné par :

$$L_p = 10 \log_{10} \frac{p^2}{p_0^2} \quad (2.46)$$

où  $p$  est la pression acoustique et  $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  Pa est la pression acoustique de référence. Le calcul de  $N$  est donc une première approche pour caractériser le bruit de roulement d'origine aérodynamique. Une étude paramétrique est donc menée pour évaluer l'effet de la vitesse de roulement sur les niveaux d'énergie  $N$  aux bords d'attaque et de fuite.

La vitesse varie entre 60 et 100 km/h avec un pas de 10 km/h et  $v_{ref}=80$  km/h est choisie comme vitesse de référence. La cavité est placée à  $x_{c0} = -400$  mm du centre du pneu. La pénétration dans la cavité est supposée indépendante de la vitesse de roulement. Par conséquent, seule la durée du contact varie. Le vecteur temps ainsi que le déplacement du piston  $z_{piston}(t)$  sont alors adaptés à chaque vitesse suivant les équations (2.32) à (2.40).

La position des points d'observation de la pression au bord d'attaque et au bord de fuite est schématisée Figure 2.26. Les points sont symétriques de part et d'autre de la zone de contact. À

### 2.3. Application du modèle de piston à la modélisation 3D du pompage d'air

chaque bord, les points sont alignés dans le plan  $(x, y = y_G, z)$ ,  $y_G = C = 3,5$  cm de façon à être au milieu de la demi-empreinte de contact suivant  $y$ . Le Tableau 2.3 résume les distances considérées pour chaque point, par rapport à la zone de contact suivant  $x$  ( $d_{xi}$ ) et par rapport à la surface de la chaussée ( $d_{zi}$ ).

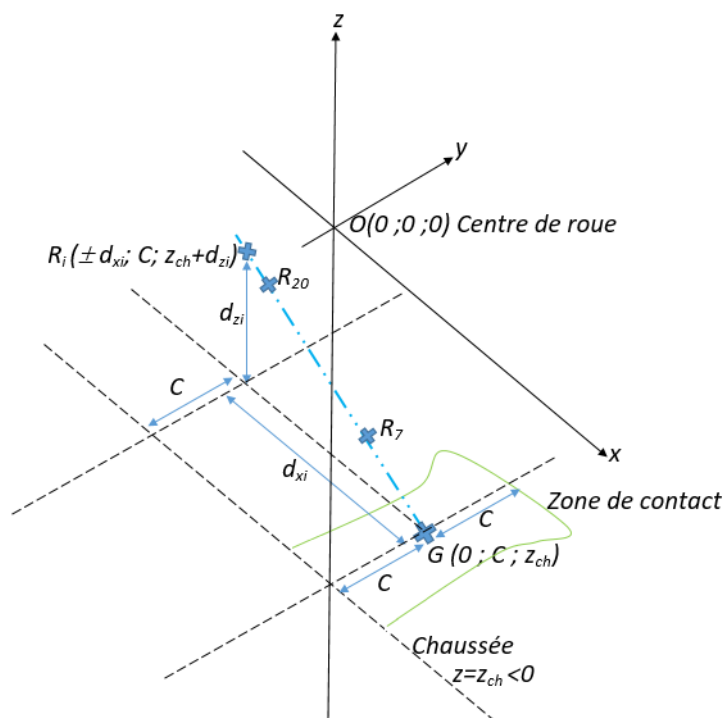


Figure 2.26 – Schématisation de la position des points d'observation de la pression aux bords d'attaque et de fuite.

Point	$d_{xi}$ (cm)	$d_{zi}$ (cm)
$R_7$	7	1,1
$R_{20}$	20	3
$R_{32.5}$	32,5	5
$R_{40}$	40	6
$R_{80}$	80	12

Tableau 2.3 – Choix des points d'observation de la pression aux bords d'attaque et de fuite.

Le premier point  $R_7$  est obtenu en considérant un champ proche de la zone de contact à égale distance de la chaussée et du pneu déformé, avec  $x = \pm 7$  cm. Les autres points s'obtiennent en suivant la droite passant par les points  $G$  et  $R_7$  comme illustré Figure 2.26. Les points  $R_7$  et  $R_{20}$  sont inclus dans le dièdre pneumatique/chaussée, le point  $R_{32.5}$  est proche du dièdre, tandis que les points  $R_{40}$  et  $R_{80}$  sont à l'extérieur du dièdre.

La station de calcul utilisée (de marque Dell PRECISION 7920) est équipée d'un double processeur (2x Intel Xeon Gold 5118, 12 cœurs) d'une fréquence de 2,3 GHz et d'une mémoire vive d'une capacité de 128 Go. Le calcul est réalisé en parallèle en utilisant 16 cœurs au total et le temps de calcul est de 11 jours environ pour la vitesse de 70 km/h.

Un exemple des variations de la pression avec la vitesse, au bord d'attaque et au bord de fuite,

tenant compte de la variation de volume estimée en 3D, est représenté Figure 2.27 pour le point  $R_{20}$ . L'amplitude des signaux augmente avec la vitesse pour le bord d'attaque et pour le bord de fuite.

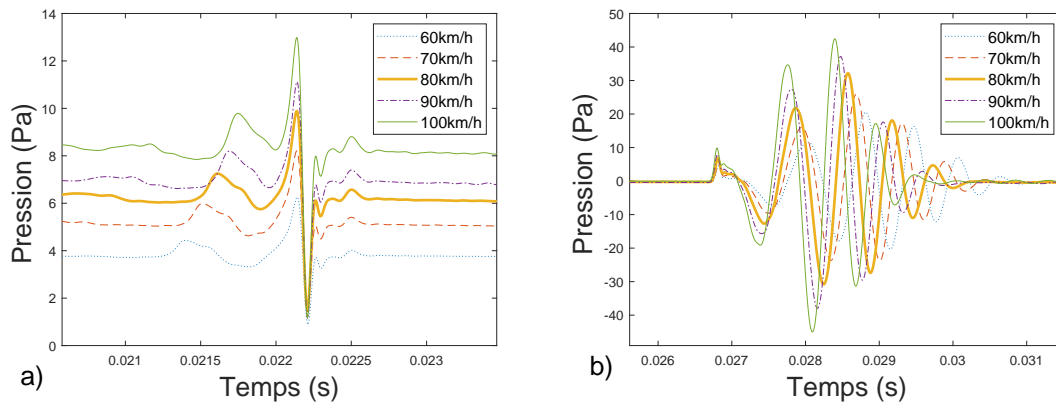


Figure 2.27 – Effet de la vitesse sur la pression d'air dynamique a) au bord d'attaque ; b) au bord de fuite pour une distance de 20 cm de la zone de contact, simulation 3D avec variation de volume analytique.

Les niveaux d'énergie  $N$  aux bords d'attaque et de fuite sont calculés en fonction de la vitesse pour tous les points considérés, en utilisant l'équation (2.45). Pour chaque signal, l'intervalle d'intégration (i.e.  $t_i$  et  $t_f$ ) est délimité par le début et la fin de l'apparition de l'onde. La durée de l'intervalle de temps d'intégration devant être la même pour toutes les vitesses testées, elle est choisie égale à la plus longue durée entre  $t_i$  et  $t_f$  qui correspond à la vitesse de roulement la plus basse, soit 60 km/h. Cependant, un décalage vertical (offset) par rapport à zéro est observé au début et à la fin de l'onde émise sur tous les signaux de pression, notamment au bord d'attaque (cf. Figure 2.27 a). Le décalage observé au bord de fuite est plus faible. Cet offset est lié à la différence de pression entre l'avant et l'arrière du pneu, créée durant son déplacement. Pour cette raison, chaque signal est corrigé de manière à supprimer ce décalage vertical et la pression  $p(t)$  calculée est remplacée dans l'équation (2.45) par la pression correspondante au signal corrigé.

La Figure 2.28 montre le résultat obtenu pour le point  $R_{20}$ . Les résultats sont similaires pour les autres points d'observation de la pression. Quelle que soit la distance par rapport à la zone de contact, les niveaux d'énergie aux bords d'attaque et de fuite augmentent avec la vitesse de roulement. De plus, les niveaux d'énergie du signal au bord de fuite sont beaucoup plus élevés que ceux au bord d'attaque pour une même vitesse donnée. Les niveaux d'énergie calculés à l'avant de la zone de contact sont d'ailleurs très faibles. Ceci est cohérent avec les mesures de pression acoustique de Hamet *et al.* (1990) pour lesquelles aucun rayonnement n'a été détecté au bord d'attaque.

### 2.3. Application du modèle de piston à la modélisation 3D du pompage d'air

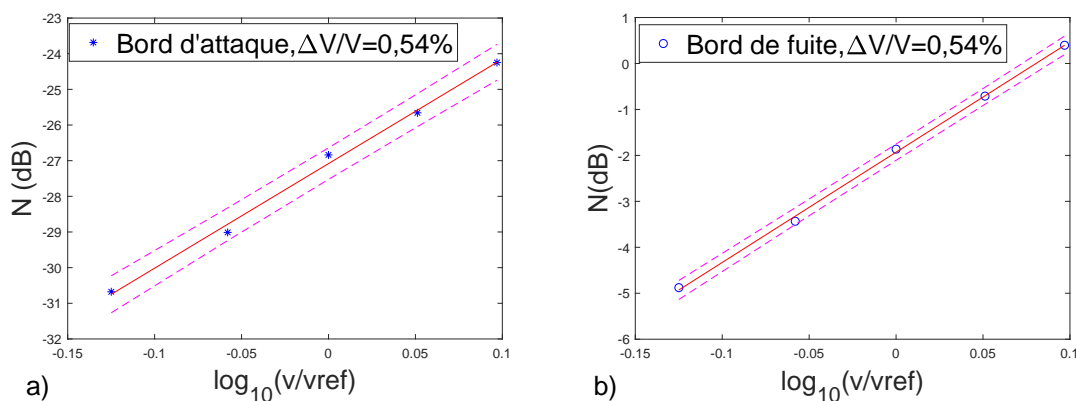


Figure 2.28 – Niveau d'énergie en fonction de la vitesse de roulement avec variation de volume pour une distance de 20 cm de la zone de contact : a) au bord d'attaque; b) au bord de fuite. (–) droite de régression, (- - -) intervalle de prédiction à 95%;  $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm, simulation 3D avec variation de volume calée sur l'expérimentation de Hamet *et al.* (1990).

D'autre part, l'effet de la vitesse de roulement peut être représenté par l'exposant de vitesse  $k$  souvent calculé dans la littérature (cf. Chapitre 1, Section 1.1.2.1). D'après la Figure 2.28, le niveau d'énergie  $N$  peut être lié au logarithme de la vitesse de roulement élevée à la puissance  $k$  selon l'équation suivante :

$$N(v) = 10 \log_{10}(v/v_{ref})^k + N(v_{ref}) \quad (2.47)$$

où  $k$  représente alors l'exposant de vitesse exprimant la relation entre le niveau d'énergie et la vitesse de roulement. Une régression linéaire est utilisée pour déterminer les valeurs de  $k$  et de  $N(v_{ref})$  (Figure 2.28). Les valeurs de  $k$  et de  $N(v_{ref})$  ainsi que les valeurs du coefficient de détermination  $R^2$  de la régression linéaire sont résumées Tableau 2.4 et Tableau 2.5 respectivement pour le bord d'attaque et pour le bord de fuite, pour tous les points d'observation.  $R^2$  est proche de 1 pour tous les points calculés pour le bord de fuite ( $R^2 = 0,99$ ) et pour le bord d'attaque ( $R^2 = 0,99$ , sauf pour  $R_{80}$ ,  $R^2 = 0,84$ ) indiquant une bonne qualité de prédiction de la régression linéaire.

	$k$	$N(v_{ref})$	$R^2$
$R_7$	3,1	-9,1	0,99
$R_{20}$	2,9	-27,1	0,99
$R_{32,5}$	2,8	-34,4	0,99
$R_{40}$	2,5	-38,3	0,99
$R_{80}$	2,4	-53,6	0,84

Tableau 2.4 – Exposant de vitesse  $k$ , niveau d'énergie à la vitesse de référence  $N(v_{ref})$  et coefficient de détermination  $R^2$  calculés pour tous les points d'observation au bord d'attaque;  $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm, simulation 3D avec variation de volume calée sur l'expérimentation de Hamet *et al.* (1990).



	$k$	$N(v_{ref})$	$R^2$
$R_7$	2,1	13,3	0,99
$R_{20}$	2,4	-1,9	0,99
$R_{32,5}$	2,5	-8,7	0,99
$R_{40}$	2,5	-11,3	0,99
$R_{80}$	2,4	-21,3	0,99

Tableau 2.5 – Exposant de vitesse  $k$ , niveau d'énergie à la vitesse de référence  $N(v_{ref})$  et coefficient de détermination  $R^2$  calculés pour tous les points d'observation au bord de fuite;  $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm, simulation 3D avec variation de volume calée sur l'expérimentation de Hamet *et al.* (1990).

Le résultat concernant l'exposant de vitesse  $k$  pour tous les points d'observation est résumé Figure 2.29. Pour le bord d'attaque,  $k$  est proche de 3 en champ proche et à l'intérieur du dièdre pneumatique/chaussée puis il diminue progressivement avec la distance à la zone de contact pour atteindre une valeur proche de 2,5. Pour le bord de fuite,  $k$  est proche de 2 en champ proche puis augmente avec la distance à la zone de contact pour atteindre une valeur proche de 2,5. On remarque alors que  $k$  converge vers une même valeur proche de 2,5 pour les bords d'attaque et de fuite. Il convient également de noter qu'avec le modèle CFD en 2D sans variation de volume de Conte (2008), traitant la même configuration, l'exposant de vitesse est aussi égal à 3 au bord d'attaque et à 2 au bord de fuite.

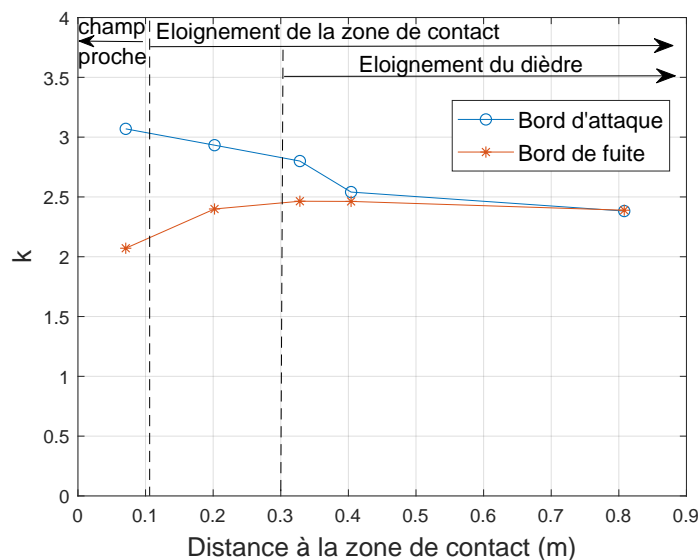


Figure 2.29 – Variation de l'exposant de vitesse  $k$  avec la distance à la zone de contact ( $GR_i$ );  $d=15$  mm,  $L_0=30$  mm, simulation 3D avec variation de volume calée sur l'expérimentation de Hamet *et al.* (1990).

Ainsi, en modélisant le pompage d'air dans une cavité cylindrique de diamètre 15 mm et de profondeur 30 mm, avec variation de volume estimée analytiquement, l'exposant de vitesse  $k$  est proche de 2,5 aux bords d'attaque et de fuite. Cette valeur de  $k$  diffère de l'exposant de vitesse supérieur ou égal à 4 souvent attribué aux phénomènes aérodynamiques dans la littérature (cf. Section 1.1.2).

### Conclusions du Chapitre 2

En se basant sur une modélisation CFD, ce chapitre a mis en évidence l'influence de la variation de volume d'une cavité incorporée à la chaussée sur la pression dynamique de l'air à l'interface pneumatique/chaussée, lors du roulement d'un pneumatique lisse. Cette variation de volume est due à la pénétration de la bande de roulement du pneu dans la cavité.

La méthode numérique développée sous ANSYS Fluent s'est basée, dans un premier temps, sur la variation de volume issue d'un modèle de contact. Deux méthodes de description de la variation de volume ont été testées. La première méthode est la technique de la membrane qui consiste à coupler directement la pénétration calculée au modèle CFD. La deuxième méthode suppose une équivalence avec le déplacement du fond de la cavité pour la représentation de la variation de volume (méthode de piston). Le fond de la cavité se déplace verticalement vers le haut au fur et à mesure que la cavité se ferme pour atteindre une valeur maximale de déplacement. Ensuite, il se déplace vers le bas de manière symétrique lors de son ouverture. Les deux méthodes ont donné la même variation de pression au fond de la cavité, ce qui permet de privilégier la technique simplifiée du piston surtout pour des simulations 3D plus complexes.

La méthode du piston est ensuite utilisée en 3D pour comparer le résultat avec le signal de pression au fond de la cavité mesuré par Hamet *et al.* (1990) pour les mêmes conditions de roulement. Un désaccord est trouvé entre les résultats : d'une part, le modèle de contact surestime la variation de volume, et d'autre part, la fonction de déplacement du piston n'est pas caractérisée par une phase palier durant la compression. Ces différences sont dues à la fois aux hypothèses simplifiées adoptées par le modèle de contact et à l'absence de données plus précises concernant le pneu utilisé au cours des mesures. Pour cette raison, la modélisation de la variation de volume a été représentée dans un second temps par une fonction analytique de type fenêtre de Tukey qui présente un palier de déplacement vertical durant la phase de compression. Une étude paramétrique en 2D est menée en faisant varier le pourcentage de déplacement du piston afin de déduire une relation entre la variation de la pression maximale atteinte au fond de la cavité et la variation de son volume. La surpression générée lors du contact augmente avec la diminution du volume de la cavité selon une loi proche de la loi de Laplace. Cette loi de la thermodynamique, reliant la pression et le volume d'un gaz parfait subissant une transformation isentropique, est alors utilisée pour déduire la variation de volume associée au montage expérimental de Hamet *et al.* (1990). Les données ont été ensuite utilisées dans le modèle de piston en 3D pour une comparaison essai/calcul qui a montré un accord beaucoup plus satisfaisant, surtout dans la phase de compression, que celui trouvé avec le modèle de contact et le modèle CFD sans variation de volume. L'effet de la pénétration de la bande de roulement dans la cavité est alors validé. D'autre part, l'impact de la variation de volume est représenté par une augmentation des pressions d'air calculées au fond de la cavité dans les phases de compression et de détente, ainsi que de la pression calculée au bord de fuite. Par contre, l'amplitude du pic maximal émis au bord d'attaque diminue avec la variation de volume. De plus, l'effet le plus significatif de la variation de volume est trouvé sur la pression au fond de la cavité durant la phase de compression.

Suite à l'amélioration du signal de pression avec la fonction analytique de variation de volume, cette dernière est utilisée dans une étude paramétrique réalisée en 3D afin d'évaluer l'effet de la vitesse de roulement sur les pressions émises à l'avant et à l'arrière de la zone de contact. Les résultats montrent, d'une part, que l'énergie émise à l'arrière de la zone de contact est beaucoup plus grande que celle émise à l'avant (qui est par ailleurs très faible). D'autre part, le niveau d'énergie de ces signaux augmente avec la vitesse de roulement suivant un exposant de vitesse  $k$  de valeur moyenne proche de 2,5 aux bords d'attaque et de fuite.

Malgré l'efficacité de la variation de volume analytique basée sur le fenêtrage de Tukey, cette dernière reste estimée en se basant sur la différence de pressions maximales entre les essais et les

## **Chapitre 2. Modélisation CFD avec variation de volume d'air dans une cavité de chaussée**

calculs, en utilisant la loi de Laplace. De plus, les données concernant le montage expérimental de Hamet *et al.* (1990) ne sont pas entièrement connues. Dans le but d'avoir une comparaison essais/calculs plus fiable, le chapitre suivant consiste à effectuer des mesures de pression d'air dynamique sur un banc d'essai simulant le passage d'un pneumatique sur une cavité intégrée à la chaussée, afin d'étudier expérimentalement le pompage d'air. Ce banc d'essai permettra de mieux contrôler les conditions expérimentales, mais également de mesurer la pénétration de la bande de roulement du pneumatique dans la cavité. De cette façon, des simulations numériques pourront être réalisées en maîtrisant mieux les données d'entrée, afin de mener des comparaisons essais/calculs plus fiables (Chapitre 4).

## Chapitre 3

# Étude sur banc d'essai du pompage d'air dans une cavité de chaussée

Dans ce chapitre, la variation de la pression d'air dynamique au fond d'une cavité cylindrique est mesurée en laboratoire à l'aide d'un banc d'essai permettant le roulement d'un pneumatique lisse sur une cavité. Le dispositif utilisé et la démarche expérimentale suivie sont tout d'abord présentés. Ensuite, les méthodes de traitement des données sont expliquées en détail, avant de montrer les résultats de mesures de pression dynamique. Une étude paramétrique faisant varier la charge appliquée, la vitesse de roulement et la profondeur de la cavité est menée. L'effet de ces trois paramètres sur le pompage d'air est étudié et les résultats sont comparés à ceux de la littérature.

### 3.1 Présentation du dispositif expérimental

Les mesures sont effectuées sur le banc d'essai pour le contact dynamique pneumatique/chaussée développé par l'UMRAE à l'Université Gustave Eiffel (campus de Nantes). Ce banc d'essai a déjà été utilisé au cours de la thèse de Zhang (2016) pour l'étude des forces de contact à l'interface pneumatique/chaussée. Il est constitué d'un cylindre en béton simulant une surface de chaussée sur laquelle roule un pneumatique de taille réduite (Figure 3.1). Cet équipement permet de contrôler la vitesse et la charge appliquées sur le pneumatique et ainsi d'étudier les phénomènes dans des conditions expérimentales bien maîtrisées. Les fluctuations de pression dynamique au fond d'une cavité intégrée à la chaussée sont mesurées à l'aide d'un capteur piézoélectrique présenté par la suite.

#### 3.1.1 Description du pneumatique et de la chaussée

Le pneumatique utilisé est un pneumatique commercial de karting, de marque Duro, de surface lisse et de taille 114/55 R5 (Figure 3.2), soit des dimensions environ réduites de moitié par rapport à un pneumatique de véhicule léger standard. La notation signifie :

- 114 : largeur du pneumatique, en mm ;
- 55 : ratio (en %) entre la hauteur du flanc et la largeur du pneu ;
- R : radial (méthode de fabrication du pneu) ;
- 5 : diamètre de la jante, en pouces (soit 0,127 m).

Ainsi le pneu a une largeur de 114 mm, une hauteur de flanc de 55% de 114 mm soit 62,7 mm, et un diamètre de jante de 5 pouces soit 127 mm. Le diamètre total du pneu est de 252,4 mm. La bande de roulement est composée d'une couche mince de caoutchouc. Bien qu'étant moins complexe, la structure du pneumatique est proche de celle d'un pneumatique classique. La carcasse

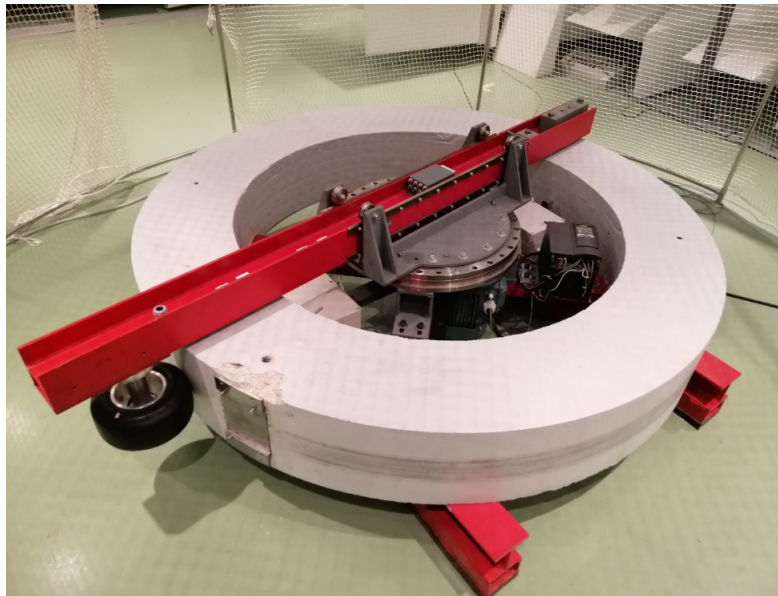


Figure 3.1 – Banc d'essai pour le contact dynamique pneumatique/chaussée utilisé pour l'étude du pompage d'air en laboratoire.

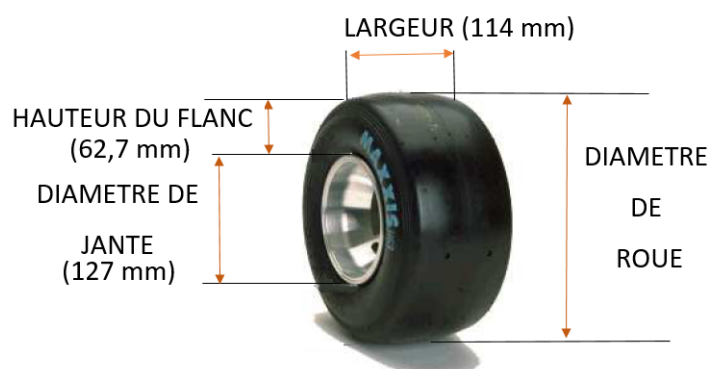


Figure 3.2 – Dimensions du pneumatique de karting 114/55 R5 utilisé sur le banc d'essai.

### 3.1. Présentation du dispositif expérimental

est munie de deux couches en nylon revêtues de caoutchouc et la structure au niveau du contact avec la jante est renforcée par des câbles en acier. La pression de gonflage maximale du pneu est de 3,7 bars. L'utilisation de ce pneumatique de dimensions et de masse réduites facilite la manipulation en laboratoire et atténue les effets d'inertie durant la rotation.

Le bâti du banc est un cylindre en béton armé de 2 m de diamètre extérieur. Une poutre métallique horizontale est entraînée en rotation autour de l'axe vertical du bâti au moyen d'un moteur. Le pneumatique roule dans un plan horizontal. Un axe vertical le relie à une des deux extrémités de la poutre. Cette dernière est libre de se déplacer horizontalement le long d'une glissière installée au centre du système. Un vérin pneumatique placé sous la poutre permet de maintenir une force constante sur le pneu dans la direction radiale. Pour compenser les effets d'inertie durant la rotation, une masse supplémentaire est ajoutée à l'autre extrémité de la poutre et est calculée de façon à obtenir le centre de masse des éléments en rotation sur l'axe de rotation du système. De cette manière, le système est en équilibre par rapport au référentiel tournant et la résultante des forces centrifuges est négligeable aux vitesses de rotation considérées.

Comme le montre la Figure 3.3, un volume parallélépipédique a été réservé sur la surface extérieure du banc d'essai. Il permet de monter une plaque métallique de 15 cm de largeur sur laquelle est intégrée la cavité cylindrique à tester. En raison d'un défaut au milieu de la bande de roulement du pneu (lié au moulage à sa fabrication), la cavité est décalée verticalement de 1 cm par rapport au plan de symétrie horizontal du pneu, de façon à avoir une bande de roulement lisse et d'assurer une fermeture parfaite de la cavité durant le contact. La plaque métallique a été courbée à l'usinage pour avoir le même rayon de courbure que la base cylindrique en béton. Le fond de la cavité est instrumenté d'un capteur de pression dynamique décrit plus en détail par la suite.



Figure 3.3 – Volume parallélépipédique (à gauche) recevant la plaque métallique intégrant la cavité cylindrique instrumentée d'un capteur de pression dynamique (à droite).

#### 3.1.2 Description du capteur de pression intégré dans la cavité cylindrique

Le capteur utilisé pour la mesure de la pression dynamique est un capteur ICP (Integrated Circuit Piezoelectric sensor) de marque PCB PIEZOTRONICS, modèle 112A22 (Figure 3.4).

Ce procédé de mesure de pression dynamique permet l'analyse de différents phénomènes, notamment les pressions non-laminaires, les états turbulents et les ondes de surpression et de choc. Les capteurs de pression à haute sensibilité ICP sont un choix courant pour les mesures nécessitant une bonne résolution et pour les configurations de petite taille. Les capteurs de pression PCB séries

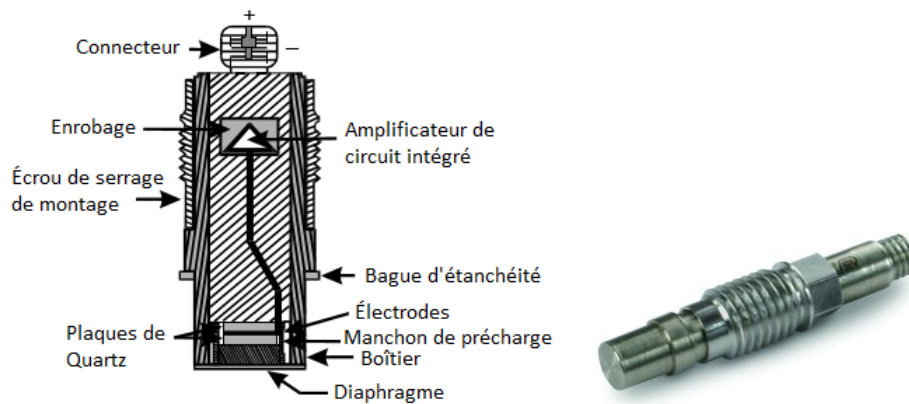


Figure 3.4 – Capteur de pression dynamique de marque PCB PIEZOTRONICS (modèle 112A22) utilisé pour l'étude du pompage d'air en fond de cavité.

112A sont utilisés pour mesurer des pressions dynamiques hydrauliques et pneumatiques, telles que la turbulence et le bruit, en particulier dans des environnements défavorables. Ils sont capables de mesurer des variations de pression de haute intensité, allant de 111 à 210 dB, à n'importe quel niveau de pression statique jusqu'à 6 895 kPa. Le matériau piézoélectrique du capteur est un élément de quartz rigide à plusieurs plaques compensé en accélération afin de minimiser la sensibilité aux vibrations. Il est caractérisé par un temps de montée rapide ( $\leq 2 \mu\text{sec}$ ) et une fréquence de résonance élevée ( $\geq 250 \text{ kHz}$ ). Les caractéristiques du modèle PCB 112A22 sont définies en détail dans l'Annexe B.

Le capteur de pression est installé au fond d'une cavité cylindrique de diamètre  $d$  égal à 5 mm et de profondeur variable  $L_0 = [1; 5; 10; 20; 30]$  (mm). L'ajustement de la profondeur de la cavité se fait par l'intermédiaire d'une bague support, sur laquelle est vissé le capteur et qui est ensuite collée à l'arrière de la plaque métallique (Figure 3.5). A chaque profondeur de cavité correspond une bague support de dimensions différentes. L'assemblage bague-capteur constitue au final la cavité cylindrique sur laquelle passe le pneu.

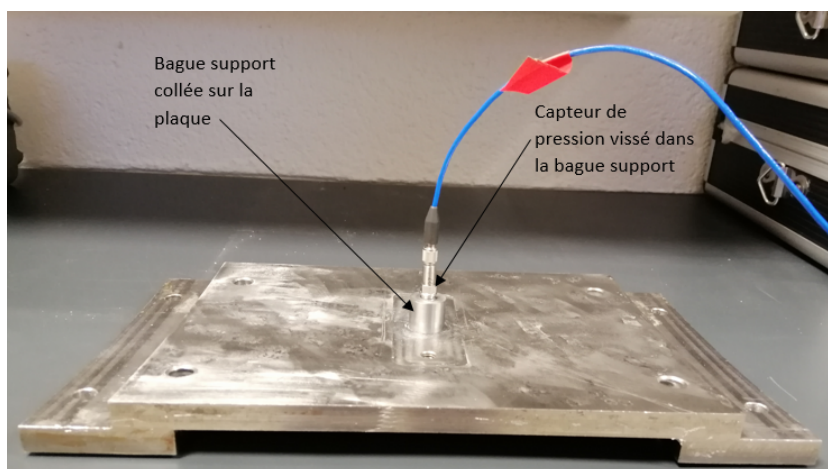


Figure 3.5 – Montage du capteur de pression sur la plaque métallique (vue de derrière). Le capteur est vissé sur une bague support qui est ensuite collée sur la plaque support à l'aide d'une colle cyanoacrylate liquide (CYANO CYBERBOND CB 2610).

Le capteur de pression est relié au système d'acquisition de marque Brüel & Kjær formé d'un



frontal PULSE de type 3560-D et du logiciel PULSE Labshop v.14 servant à l'acquisition, à la sauvegarde et au traitement des données. Des câbles assurent la connexion entre le capteur et le système d'acquisition (Figure 3.6).

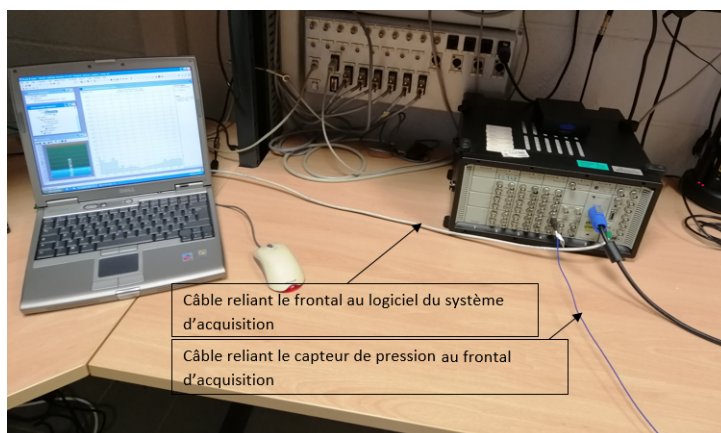


Figure 3.6 – Système d'acquisition utilisé pour les mesures de pression dynamique au fond d'une cavité cylindrique.

### 3.1.3 Protocole de mesure et répétabilité

#### 3.1.3.1 Démarche expérimentale

Avant de commencer les mesures de pression, il faut s'assurer que la température du pneumatique soit stable et donc qu'un régime stable de roulement soit atteint pour une combinaison de vitesse et de charge donnée. En effet, la température du pneumatique augmente avec la vitesse et la rigidité de la bande de roulement diminue dû à l'effet thermo-rhéologique lié à la visco-élasticité du caoutchouc. Une série d'essais a été réalisée en fixant à chaque fois la charge appliquée et en faisant varier la vitesse de roulement. Pour chaque vitesse, la température du pneu est relevée à un intervalle de temps donné jusqu'à atteindre une température stabilisée  $T_F$ . Les valeurs obtenues serviront de référence pour le déclenchement des mesures de pression pour chaque combinaison donnée de charge et de vitesse. La température du pneu augmente avec la vitesse et avec la charge. Cette température varie ainsi entre une valeur minimale comprise entre 27°C et 29°C (vitesse de 2,5 m/s et charge de 250 N) et une valeur maximale comprise entre 57°C et 63°C (vitesse de 15 m/s et charge de 1000 N).

Pour les mesures de pression, le banc d'essai est placé dans une salle climatisée à une température ambiante de 20 °C. Pour chaque essai et avant de démarrer le banc, la pression de gonflage à froid du pneumatique est ajustée à 1 bar et la température de la surface du pneu est relevée. Ensuite, le pneu roule jusqu'à atteindre la température stable  $T_F$  correspondant à la charge et à la vitesse considérées.

La représentativité des mesures pour une combinaison (profondeur-charge-vitesse) a été assurée en faisant la moyenne des mesures sur plusieurs révolutions. Pour chaque combinaison, 100 signaux correspondant à 100 passages du pneumatique sur la cavité ont été sauvegardés. Les signaux ont ensuite été exportés et moyennés, afin d'obtenir la pression moyenne en fond de cavité pour une profondeur de cavité  $L_0$ , une vitesse de roulement  $v$  et une charge appliquée  $P$  données.



### 3.1.3.2 Répétabilité des mesures

La Figure 3.7 montre deux exemples d'une série de 100 signaux de pression mesurés (notés  $p_j(t)$ ,  $j \in [1, 100]$ ), pour deux vitesses différentes. Ils correspondent à 100 passages du pneu sur la cavité cylindrique de 30 mm de profondeur. Le signal moyen résultant est dans chaque cas tracé en trait jaune épais. Il est noté  $p(t)$ .

La répétabilité des 100 signaux pour chaque condition de roulement est jugée satisfaisante d'une part lorsque les signaux sont comparés entre eux, et d'autre part lorsqu'ils sont comparés avec le signal moyen. En fait, pour toutes les configurations testées, le pourcentage d'écart des 100 signaux à leur moyenne, noté  $\epsilon_p$ , est calculé de la façon suivante :

$$\epsilon_p = 100 \sigma_{palier} / p_{palier} \quad (3.1)$$

où  $p_{palier}$  est la pression caractérisant le palier du signal moyen  $p(t)$ , et  $\sigma_{palier}$  est l'écart-type des 100 pressions dont chacune caractérise le palier d'un signal  $p_j(t)$ . Les valeurs de  $p_{palier}$  et de  $\sigma_{palier}$  sont calculées par une méthode expliquée dans la Section 3.2.2.

La valeur de  $\epsilon_p$  est trouvée inférieure à 3,5 % en moyenne, ce qui est acceptable dans le cadre du phénomène de pompage d'air étudié<sup>1</sup>. Les résultats correspondants seront présentés plus loin dans ce chapitre (Figure 3.16).

Cependant, avec l'augmentation de la vitesse, les signaux sont plus influencés par les vibrations du dispositif expérimental (Figure 3.7 b). Des oscillations de pression importantes sont observées, surtout aux moments de l'arrivée du pneu sur la plaque et de son départ (intervalles de temps désignés sur la Figure 3.7 b par des flèches). Ces oscillations parasites révèlent la mise en vibration de la plaque support au moment de l'impact avec le pneumatique. Il faudra donc considérer l'analyse des signaux à une vitesse élevée avec plus de prudence.

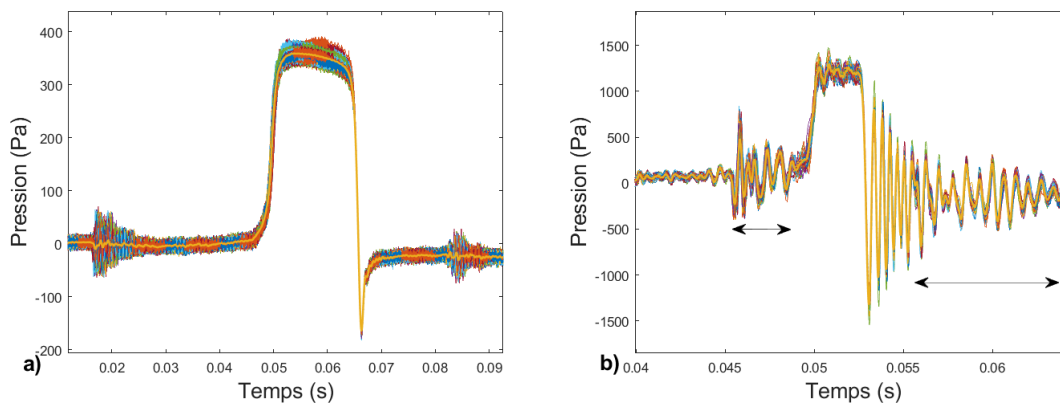


Figure 3.7 – Signaux de pression au fond de la cavité correspondant à 100 passages du pneumatique sur la cavité ( $d = 5$  mm,  $L_0 = 30$  mm,  $P = 1000$  N) a)  $v = 2,5$  m/s, b)  $v = 15$  m/s.

Par la suite, l'étude traite plus spécifiquement de la phase palier (la pression maximale caractérisant le palier ainsi que la durée de ce dernier) et de la phase des oscillations de pression à la détente (leur fréquence et leur amplitude). La méthode utilisée pour analyser ces deux phases est expliquée dans les deux sections suivantes.

1. En effet, le phénomène principal étudié, en lien avec l'effet de la variation de volume, est la variation de la pression atteinte durant la phase palier due à la variation de la vitesse ou de la profondeur de la cavité. La variation de cette pression est beaucoup plus grande que 3,5 % numériquement (cf. Chapitre 2) et expérimentalement (cf. Figure 3.20).

## 3.2 Méthode d'analyse des signaux mesurés

### 3.2.1 Forme générale du signal mesuré

La Figure 3.8 montre l'allure générale du signal de pression mesurée au fond de la cavité. Cette allure est en accord avec les travaux passés traitant le cas d'un pneumatique lisse roulant sur une cavité cylindrique intégrée à la chaussée (Hamet *et al.*, 1990; Conte, 2008) et avec les résultats du Chapitre 2.

Le signal se décompose en trois phases principales :

- la phase de compression au moment de l'approche du pneu et de la fermeture progressive de la cavité. La pression augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur maximale ;
- la phase palier. La surpression est maintenue pendant la durée du contact. La cavité est alors totalement fermée par le pneumatique ;
- la phase de détente au moment de l'ouverture progressive puis totale de la cavité. La pression subit une chute suivie d'oscillations amorties dans le temps de type résonance de Helmholtz.

Ces fluctuations de pression constituent le phénomène de pompage d'air étudié dans ce chapitre.

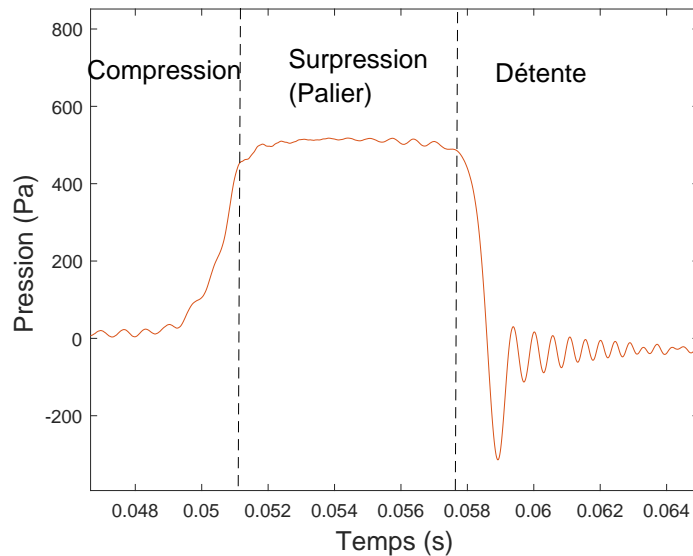


Figure 3.8 – Signal de pression mesuré au fond de la cavité ( $d=5$  mm,  $L_0=30$  mm,  $v=5$  m/s,  $P=1000$  N). Les trois phases caractéristiques (compression, palier de surpression et détente) sont bien retrouvées expérimentalement.

### 3.2.2 Méthode d'analyse du signal au cours de la phase palier

Un exemple de signal moyen, noté  $p(t)$ , issu de 100 signaux mesurés consécutivement est représenté Figure 3.9 afin d'expliquer la méthode de calcul de la pression caractérisant le palier, notée  $p_{palier}$ . Il s'agit d'une moyenne autour de la pression maximale du signal  $p(t)$  mesuré, pour une combinaison de profondeur, de vitesse et de charge donnée.

La valeur maximale atteinte de  $p(t)$  est calculée et notée  $p_{max}$ . Soit  $p_{90}(t)$  les valeurs de  $p(t)$  supérieures ou égales à 90 % de  $p_{max}$  :

$$\forall t \in T_{palier} \text{ tel que } p(t) \geq 0.9p_{max}, p_{90}(t) = p(t) \quad (3.2)$$

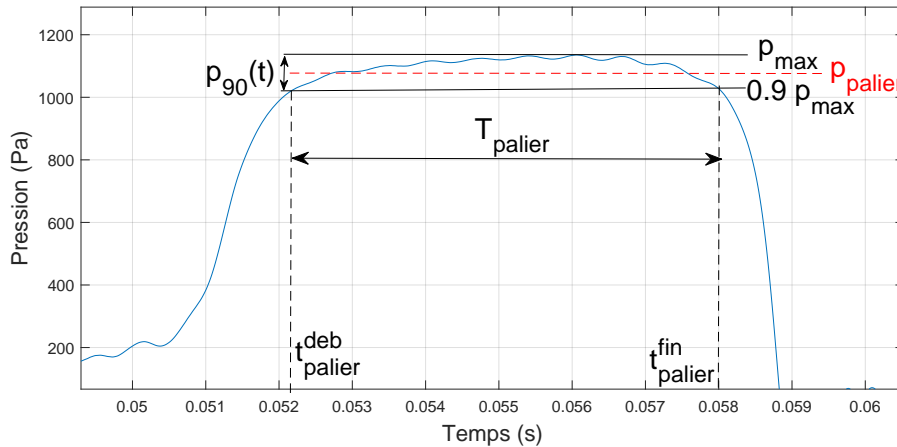


Figure 3.9 – Calcul de la pression maximale atteinte durant la phase du palier ( $d=5$  mm ;  $L_0=10$  mm ;  $v=5$  m/s ;  $P=1000$  N).

La pression palier, notée  $p_{palier}$  est alors définie par la moyenne arithmétique de  $p_{90}(t)$ , notée  $\langle p_{90}(t) \rangle$ .

La durée du palier  $T_{palier}$  est calculée par  $T_{palier} = t_{palier}^{fin} - t_{palier}^{deb}$  avec  $t_{palier}^{fin}$  et  $t_{palier}^{deb}$  les moments correspondant respectivement à la fin et au début de la phase palier.

La durée  $T_{palier}$  permet d'estimer la longueur de l'aire de contact pneumatique/chaussée dans la direction du roulement, notée  $l_c$ . En effet, la distance parcourue au cours de la phase palier, notée  $l_{palier}$ , est liée à la longueur de contact  $l_c$  par la relation suivante :

$$l_c = l_{palier} + d = vT_{palier} + d \quad (3.3)$$

avec  $d$  le diamètre de la cavité.

D'autre part, l'écart  $\sigma_{palier}$  des 100 signaux  $p_j(t)$ ,  $j \in [1, 100]$ , par rapport à leur signal moyen  $p(t)$  est calculé. Cet écart concerne précisément l'écart des pressions caractérisant les 100 paliers par rapport à la pression  $p_{palier}$  caractérisant le palier de leur signal moyen. Pour cela, l'équation (3.2) est appliquée à chacun des 100 signaux en remplaçant  $p(t)$  par  $p_j(t)$ . La pression  $p_{palier,j}$  est calculée à chaque fois et caractérise le palier de  $p_j(t)$ .  $\sigma_{palier}$  est alors l'écart-type des 100 valeurs des  $p_{palier,j}$  ainsi obtenues. La valeur de  $\sigma_{palier}$  permet de calculer ensuite le pourcentage d'écart du résultat par rapport à la moyenne, noté  $\epsilon_p$  (cf. Éq.(3.1)), et qui sera représenté plus loin par des diagrammes à barres (Figure 3.16).

### 3.2.3 Méthode d'analyse du signal au cours de la phase de détente

D'après la Figure 3.10, les oscillations après la chute de pression sont de deux types. Le premier type est caractérisé par des oscillations amorties représentées par une succession de maximums et minimums autour d'une certaine fréquence (Figure 3.10, Type 1).

Au contraire, le deuxième type est caractérisé par une forme irrégulière (Figure 3.10, Type 2), surtout pour les vitesses élevées. Les oscillations de Type 1 ont lieu lorsque le pneu est proche de la cavité et est toujours sur la plaque support. Les oscillations de Type 2 ont lieu lorsque le pneu s'éloigne et quitte progressivement la plaque support. La perturbation est donc probablement due à la vibration de la plaque comme déjà mentionné dans la Section 3.1.3.2. Pour cette raison, seul le premier type d'oscillations (Type 1) est considéré dans l'étude du signal de pression au cours de la phase de détente.

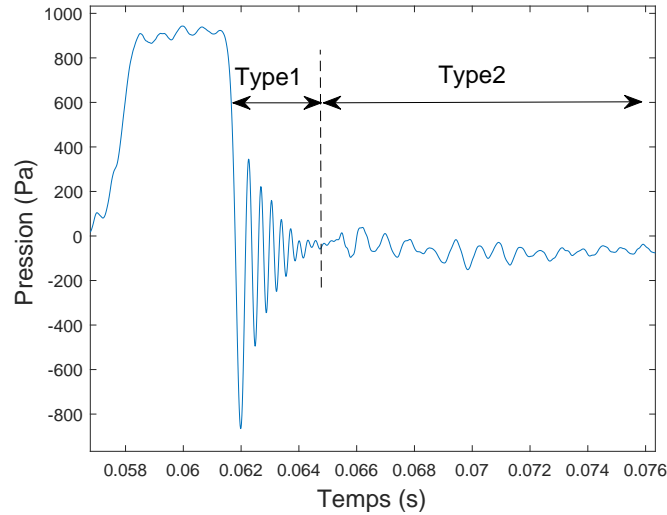


Figure 3.10 – Identification de deux types d'oscillations de pression ( $d=5$  mm,  $L_0=20$  mm,  $v=10$  m/s,  $P=1000$  N) lors de la phase de détente.

**Fréquence des oscillations** Deux méthodes ont été testées pour évaluer la fréquence des oscillations. La première est la méthode des passages par des extremums successifs ou méthode des pics (cf. Figure 3.11). Pour deux passages du signal par des extremums successifs aux instants  $t_i$  et  $t_{i+1}$  (un minimum pour  $i$  impair et un maximum pour  $i$  pair), la fréquence  $f_i$  est égale à :

$$f_i = \frac{1}{2(t_{i+1} - t_i)} \quad (3.4)$$

Cette fréquence est associée à l'instant  $t_{m,i}$  correspondant au centre de l'intervalle  $[t_i, t_{i+1}]$ , soit  $t_{m,i} = (t_i + t_{i+1})/2$ .

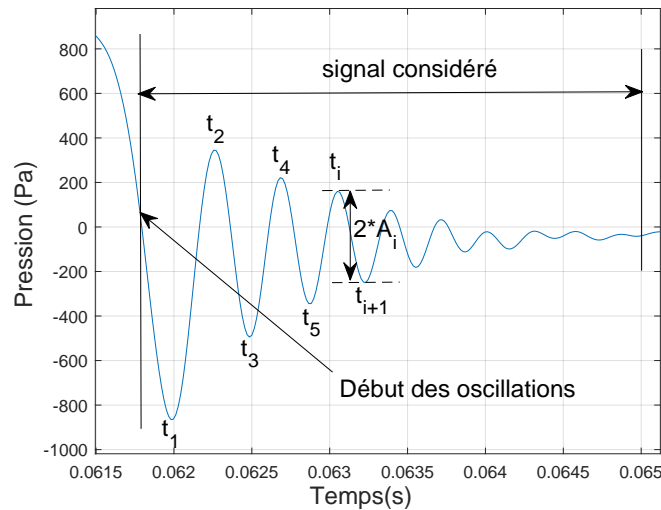


Figure 3.11 – Méthode des pics pour le calcul de la fréquence et de l'amplitude des oscillations de pression lors de la phase de détente ( $d = 5$  mm,  $L_0 = 20$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N).

Par ailleurs, les oscillations perturbées du Type 2 ne permettent pas la correction de l'offset du signal. L'amplitude des oscillations du Type 1 est donc évaluée par l'intermédiaire d'une grandeur

$A_i$  représentée sur la Figure 3.11 et calculée à partir de la valeur absolue de la différence de pression aux instants  $t_i$  et  $t_{i+1}$ , soit :

$$A_i = \frac{|p(t_i) - p(t_{i+1})|}{2} \quad (3.5)$$

$A_i$  correspond alors au même instant  $t_{m,i}$  associé à la fréquence  $f_i$ .

La Figure 3.12 montre un exemple de variation de la fréquence  $f_i$  et de l'amplitude  $A_i$  des oscillations de pression ainsi obtenues à l'ouverture de la cavité. Ces variations sont similaires pour tous les cas testés : la fréquence des oscillations augmente tout d'abord rapidement avec le temps (Figure 3.12 a,  $t \leq 0,063$  s), puis cette croissance devient plus lente dans un second temps. Parallèlement, l'amplitude des oscillations diminue tout d'abord rapidement avec le temps (Figure 3.12 b,  $t \leq 0,063$  s), puis cette diminution devient plus lente dans un second temps avant d'atteindre une amplitude nulle. Les oscillations de pression à l'ouverture de la cavité sont ainsi des oscillations amorties avec le temps et à fréquence croissante.

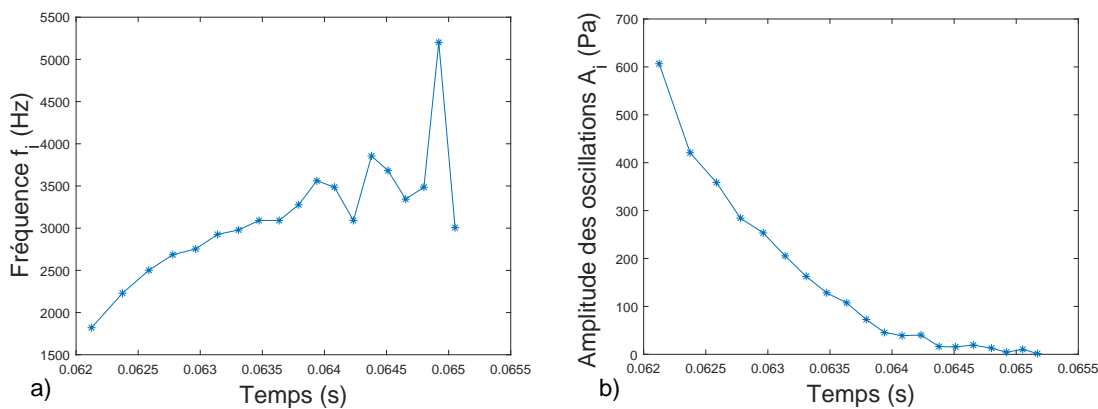


Figure 3.12 – Variation de a) la fréquence et b) l'amplitude des oscillations de pression avec le temps calculées lors de la phase de détente par la méthode des pics ( $d=5$  mm,  $L_0=20$  mm,  $v=10$  m/s,  $P=1000$  N).

La fréquence des oscillations est évaluée avec une deuxième méthode développée dans Huang *et al.* (1998) et basée sur la décomposition modale empirique (EMD : Empirical Mode Decomposition) et sur le spectre de Hilbert (défini par la suite). Cette méthode nécessite deux étapes pour analyser les données. La première étape consiste à pré-traiter les données par la méthode de décomposition modale empirique. Le signal est alors décomposé en un certain nombre de composantes, chacune correspondant à une fonction modale intrinsèque (IMF, Intrinsic Mode Function). Le signal est ainsi décomposé sur plusieurs plages de fréquences (chaque plage correspond à une IMF) en commençant par les fréquences les plus élevées et en terminant par les fréquences les plus basses. La deuxième étape consiste à appliquer la transformation de Hilbert à chacune des IMF et à construire la distribution énergie-fréquence-temps, appelée spectre de Hilbert.

Ainsi, plusieurs signaux de fréquences instantanées  $FRI_m(t)$  sont obtenus, allant de la plus haute à la plus basse fréquence et correspondant aux divers contenus fréquentiels du signal. Concernant la fréquence des oscillations de la phase détente étudiée, la variation de la fréquence instantanée  $FRI_m(t)$  qui nous intéresse est la plus haute plage de fréquence  $FRI_1(t)$  (comme démontré plus loin). Cette méthode est largement expliquée dans Huang *et al.* (1998), Rilling (2007) et Kerebel *et al.* (2011). Quelques rappels en sont donnés dans l'Annexe C. Des codes Matlab pour la mettre en œuvre ont été développés par Flandrin (2007).

La Figure 3.13 montre l'ensemble des fréquences instantanées des oscillations de pression à la détente pour une profondeur de cavité de 20 mm, à une vitesse de 10 m/s et pour une charge de

1000 N. Le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations (le début des oscillations est défini Figure 3.11).

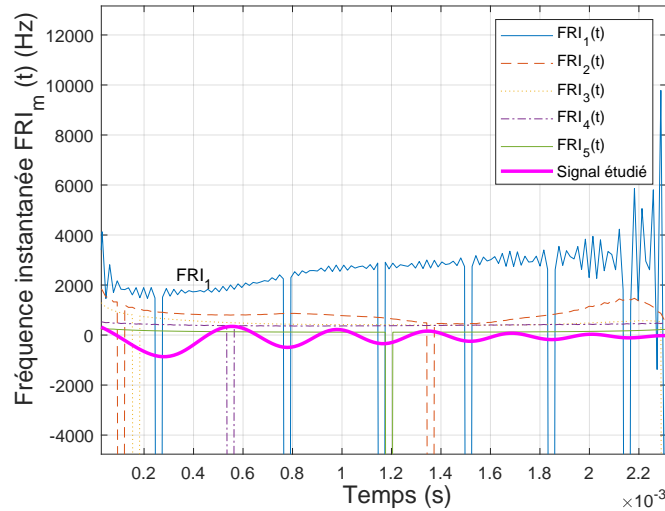


Figure 3.13 – Variation des fréquences instantanées avec le temps calculées par la décomposition modale empirique et la transformation de Hilbert ( $d=5$  mm,  $L_0=20$  mm,  $v=10$  m/s,  $P=1000$  N) au cours de la phase de détente. Le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations.

La variation de la fréquence montre l'existence de valeurs négatives (Figure 3.14). D'après Huang *et al.* (1998), les valeurs négatives n'ont pas de signification physique. Elles apparaissent si le signal n'est pas symétrique localement par rapport à la moyenne nulle. Pour cela, chaque valeur de fréquence négative  $F(i)$  est remplacée par une valeur positive correspondant à la valeur interpolée entre  $F(i-1) > 0$  et  $F(i+1) > 0$ , qui sont respectivement les fréquences positives juste avant et juste après  $F(i)$ . La Figure 3.14 montre un exemple de la fréquence instantanée ajustée ainsi obtenue.

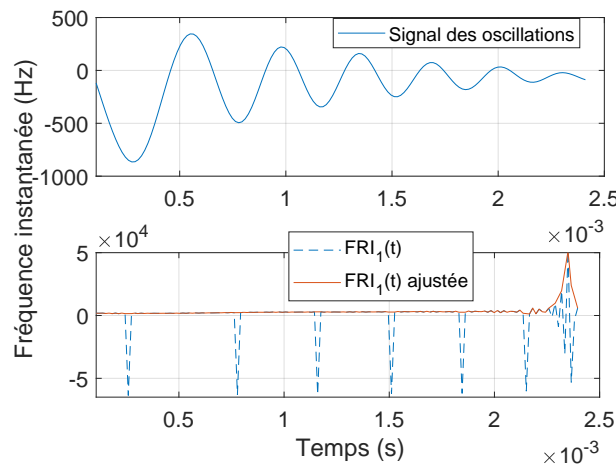


Figure 3.14 – Exemple de fréquence instantanée avec valeurs négatives et suppression des valeurs négatives par interpolation ( $d = 5$  mm,  $L_0 = 20$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N).

Parmi les  $m$  variations de la fréquence instantanée ( $m = 5$  dans l'exemple de la Figure 3.13), la plus grande ( $FRI_1(t)$ ) est choisie pour étudier le signal d'oscillations. En effet, la Figure 3.15 compare  $FRI_1(t)$  avec la variation de la fréquence  $f_i$  obtenue par la méthode des pics présentée dans la Figure 3.12 a pour les mêmes conditions de roulement. L'intervalle de temps considéré est celui du signal mesuré. La fréquence instantanée obtenue est très proche de celle obtenue par

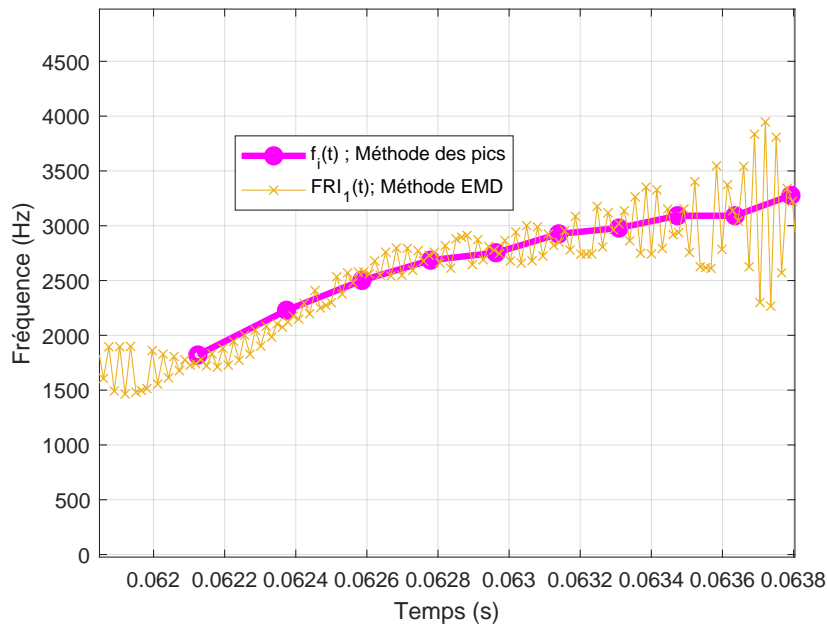


Figure 3.15 – Comparaison des méthodes de calcul de fréquences des oscillations de pression à la détente ( $d = 5$  mm ;  $L_0 = 20$  mm ;  $v = 10$  m/s ;  $P = 1000$  N).

la méthode des pics. D'une part, la considération de la plus grande fréquence  $FRI_1(t)$  parmi les diverses  $FRI_m(t)$  obtenues par la méthode EMD est validée. D'autre part, la méthode EMD basée sur la transformation de Hilbert peut être utilisée pour l'étude de la fréquence des oscillations durant la phase de détente. La méthode de décomposition modale empirique, plus précise, sera donc utilisée pour le calcul de la fréquence instantanée de ces oscillations.

## 3.3 Résultats

### 3.3.1 Configurations testées

Une étude paramétrique est menée en retenant les configurations d'essai suivantes. La profondeur est d'abord fixée. Puis pour chaque profondeur, la charge totale est fixée et les essais sont réalisés pour plusieurs vitesses de roulement. Les valeurs possibles pour la profondeur sont  $L_0 = [1 ; 5 ; 10 ; 20 ; 30]$  (mm). La valeur de charge appliquée est choisie parmi  $P = [250 ; 500 ; 750 ; 1000]$  (N) et la vitesse parmi les valeurs  $v = [2,5 ; 5 ; 7,5 ; 10 ; 12,5 ; 15]$  (m/s). Le Tableau 3.1 résume les différentes combinaisons d'essai réalisées.

Le but de cette étude paramétrique est d'évaluer l'influence de la charge, de la vitesse de roulement et de la profondeur de la cavité sur la pression d'air dynamique en fond de cavité. L'effet de chaque paramètre est étudié séparément dans la suite, en distinguant la phase palier et la phase de détente. Toutes les caractéristiques du signal présentées dans l'étude sont déterminées par les méthodes expliquées dans les Sections 3.2.2 et 3.2.3.

$L_0$ (mm)	$v$ (m/s)	$P$ (N)
1	[2,5; 5; 7,5; 10; 12,5; 15]	[250; 500; 750; 1000]
5	[2,5; 5; 10; 15]	[500; 1000]
10	[2,5; 5; 7,5; 10; 12,5; 15]	[250; 500; 750; 1000]
20	[2,5; 5; 10; 15]	[500; 1000]
30	[2,5; 5; 10; 15]	[500; 1000]

Tableau 3.1 – Configurations  $L_0$ ,  $v$  et  $P$  considérées pour l'étude paramétrique sur banc d'essai. Par ailleurs, le diamètre de la cavité est  $d = 5$  mm et la pression de gonflage du pneu est de 1 bar.

### 3.3.2 Influence de la charge totale appliquée

La Figure 3.16 donne le pourcentage d'écart  $\epsilon_p$  des 100 pressions paliers mesurées  $p_{palier,j}$  par rapport à la pression palier du signal moyen  $p_{palier}$ , en fonction de la charge, pour toutes les profondeurs testées et pour différentes vitesses. La dispersion de la pression maximale au cours de la phase palier est relativement faible ( $\epsilon_p \leq 3,5\%$  en moyenne). Les écarts augmentent avec l'augmentation de la charge pour une même vitesse donnée et cet impact est d'autant plus important que la profondeur de la cavité augmente.

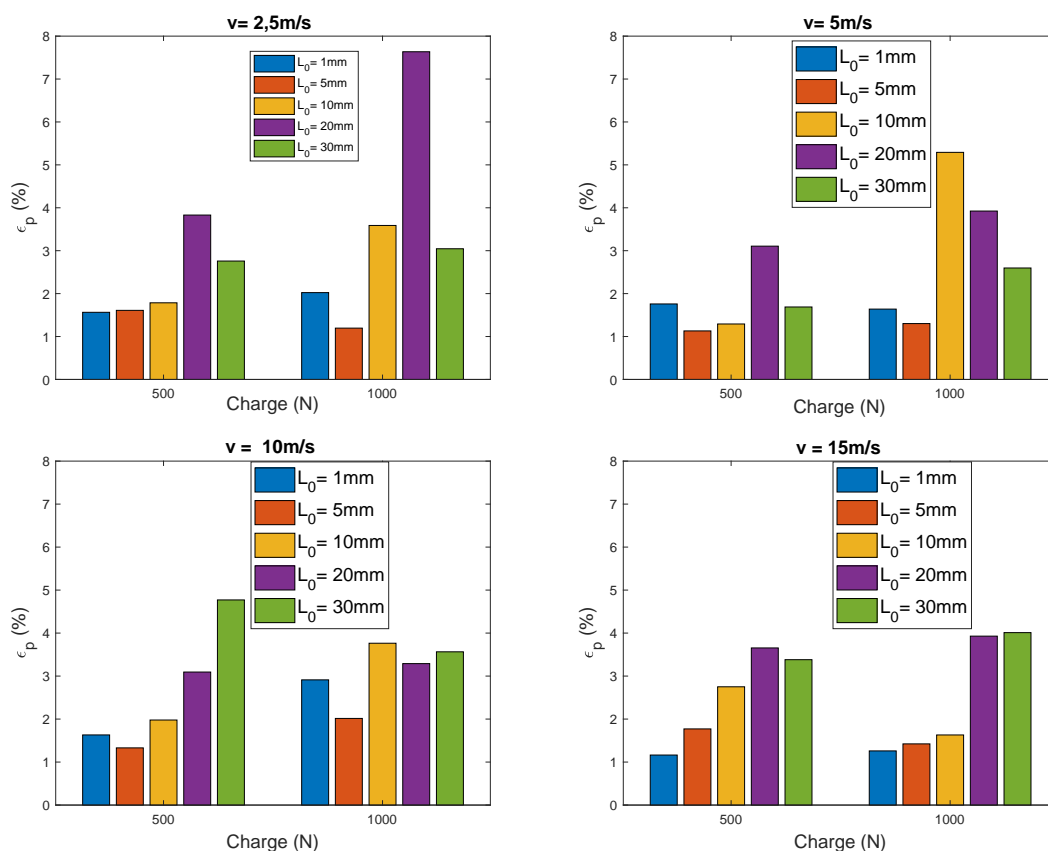


Figure 3.16 – Pourcentage d'écart  $\epsilon_p$  par rapport à la pression moyenne en fonction de la charge au cours de la phase palier.

D'autre part, les Figures 3.17 et 3.18 montrent des exemples de variation de la pression mesurée au fond de la cavité en fonction de la charge. Ce paramètre conditionne seulement la durée de la phase du palier sans avoir un effet significatif sur le signal de pression, c'est-à-dire sur la valeur



de la pression maximale caractéristique du palier, ainsi que sur la fréquence et l'amplitude des oscillations de pression à l'ouverture de la cavité. Ce résultat est trouvé pour toutes les configurations testées.

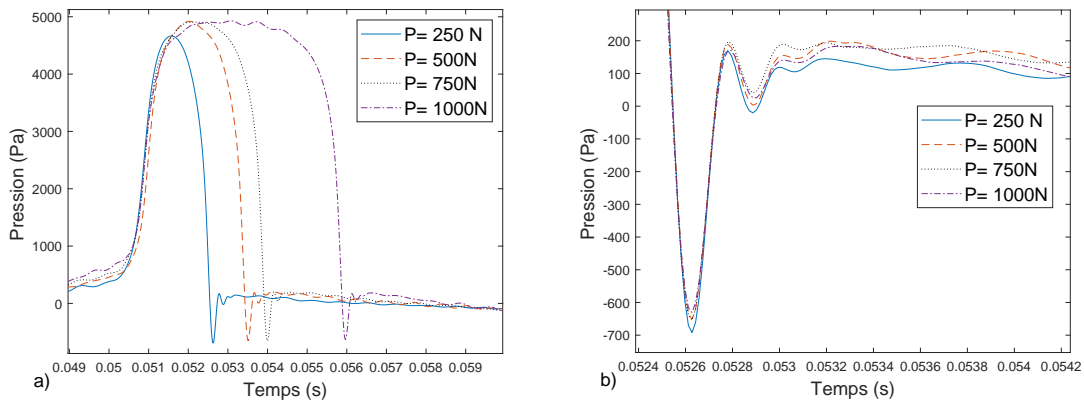


Figure 3.17 – Variation de la pression au fond de la cavité en fonction de la charge appliquée : a) phase palier ; b) phase de détente ( $d = 5 \text{ mm}$ ,  $L_0 = 1 \text{ mm}$ ,  $v = 7,5 \text{ m/s}$ ).

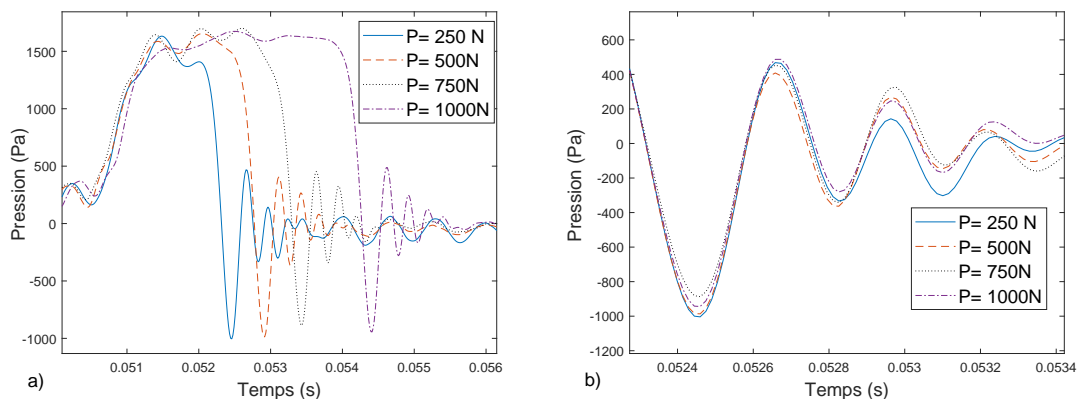


Figure 3.18 – Variation de la pression au fond de la cavité en fonction de la charge appliquée : a) phase palier ; b) phase de détente ( $d = 5 \text{ mm}$ ,  $L_0 = 10 \text{ mm}$ ,  $v = 12,5 \text{ m/s}$ ).

De plus, pour la vitesse de 2,5 m/s, et notamment pour les faibles profondeurs, la pression maximale atteinte a tendance à diminuer avec la charge (Figure 3.19). Pour la cavité de 1 mm, l'augmentation de la charge provoque une dérive du maximum de surpression et le palier est remplacé par une pente pour une charge de 1000 N. Ce comportement de la pression est proche de celui de la force de contact pneumatique/chaussée observé dans les travaux de Zhang (2016), lors du roulement du pneu sur une aspérité de géométrie sphérique pour une charge de 1000 N. La dissymétrie dans le signal de pression pourrait ainsi être liée à la visco-élasticité de la bande de roulement d'après l'interprétation de Zhang (2016).

L'effet négligeable de la charge est aussi trouvé dans les travaux expérimentaux de Graf *et al.* (2002) traitant l'amplification du bruit par effet dièdre. Cette dernière augmente avec la largeur du pneu alors qu'elle n'est pas influencée par la variation de la charge exercée.

D'autre part, l'augmentation de la charge rend la forme du palier mieux marquée. Elle entraîne aussi l'augmentation de sa durée et donc de la longueur de contact pneumatique/chaussée  $l_c$  dans la direction du roulement (cf. Éq.(3.3)).

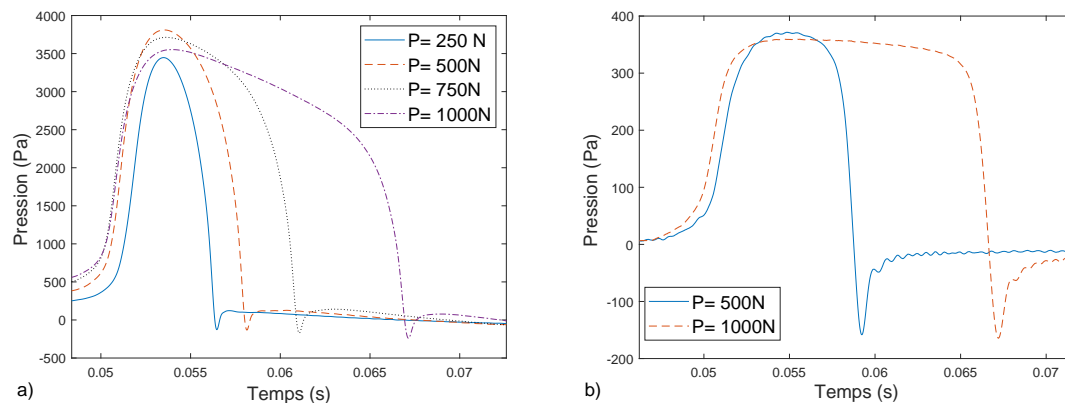


Figure 3.19 – Variation de la pression au fond de la cavité en fonction de la charge appliquée ( $d = 5 \text{ mm}$ ,  $v = 2,5 \text{ m/s}$ ) a)  $L_0 = 1 \text{ mm}$ , b)  $L_0 = 30 \text{ mm}$ .

En conclusion, la charge s'avère être un paramètre à effet négligeable ne conditionnant que la forme et la durée du palier de pression. Dans la suite, la charge est fixée à 1000 N pour étudier l'influence de la vitesse de roulement et de la profondeur de la cavité sur la variation de la pression d'air mesurée au fond de la cavité. L'objectif principal est d'une part de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu pour chacun de ces deux paramètres et d'autre part de faciliter les comparaisons essais/calculs dans le Chapitre 4.

### 3.3.3 Influence de la vitesse de roulement

Dans cette partie, la variation de la pression d'air dynamique en fonction de la vitesse de roulement est évaluée. Cette étude permet d'une part de mettre en évidence l'effet de la vitesse sur le pompage d'air, et d'autre part d'apporter des connaissances pour l'étude de la relation entre le niveau du bruit et la vitesse de roulement.

#### 3.3.3.1 Influence de la vitesse de roulement sur la phase palier

La Figure 3.20 montre la variation du signal de pression mesurée au fond de la cavité pour différentes vitesses de roulement. Les signaux sont tracés en fonction de la distance parcourue. Les différentes profondeurs de cavité sont considérées.

La surpression générée au fond de la cavité augmente avec la vitesse de roulement pour une profondeur de cavité donnée. Le palier au cours de la phase de compression tend à avoir une forme plus « plate » au fur et à mesure que la vitesse augmente et comporte des oscillations avec l'augmentation de la vitesse sur lesquelles nous reviendrons plus loin. La longueur du palier est globalement indépendante de la vitesse (augmentation légère dans le cas des vitesses élevées).

Pour la cavité de 10 mm de profondeur, la pression palier augmente de 2,2 fois environ (de 819 Pa pour  $v = 2,5 \text{ m/s}$  à 1777 Pa pour  $v = 15 \text{ m/s}$ ). L'augmentation de vitesse provoque l'augmentation de la pression jusqu'à atteindre environ 6000 Pa pour la cavité de 1 mm de profondeur à une vitesse de 15 m/s. En effet, lorsque le pneumatique roule sur la chaussée, la vitesse à la paroi crée une couche limite, déplaçant l'air vers la zone de contact à l'avant du pneumatique, ainsi que dans la cavité lors de sa fermeture. Ce processus crée une augmentation de la pression de l'air due à sa compression à l'interface de contact. Il est de plus en plus marqué avec l'augmentation de la vitesse, favorisant le développement de la couche limite.

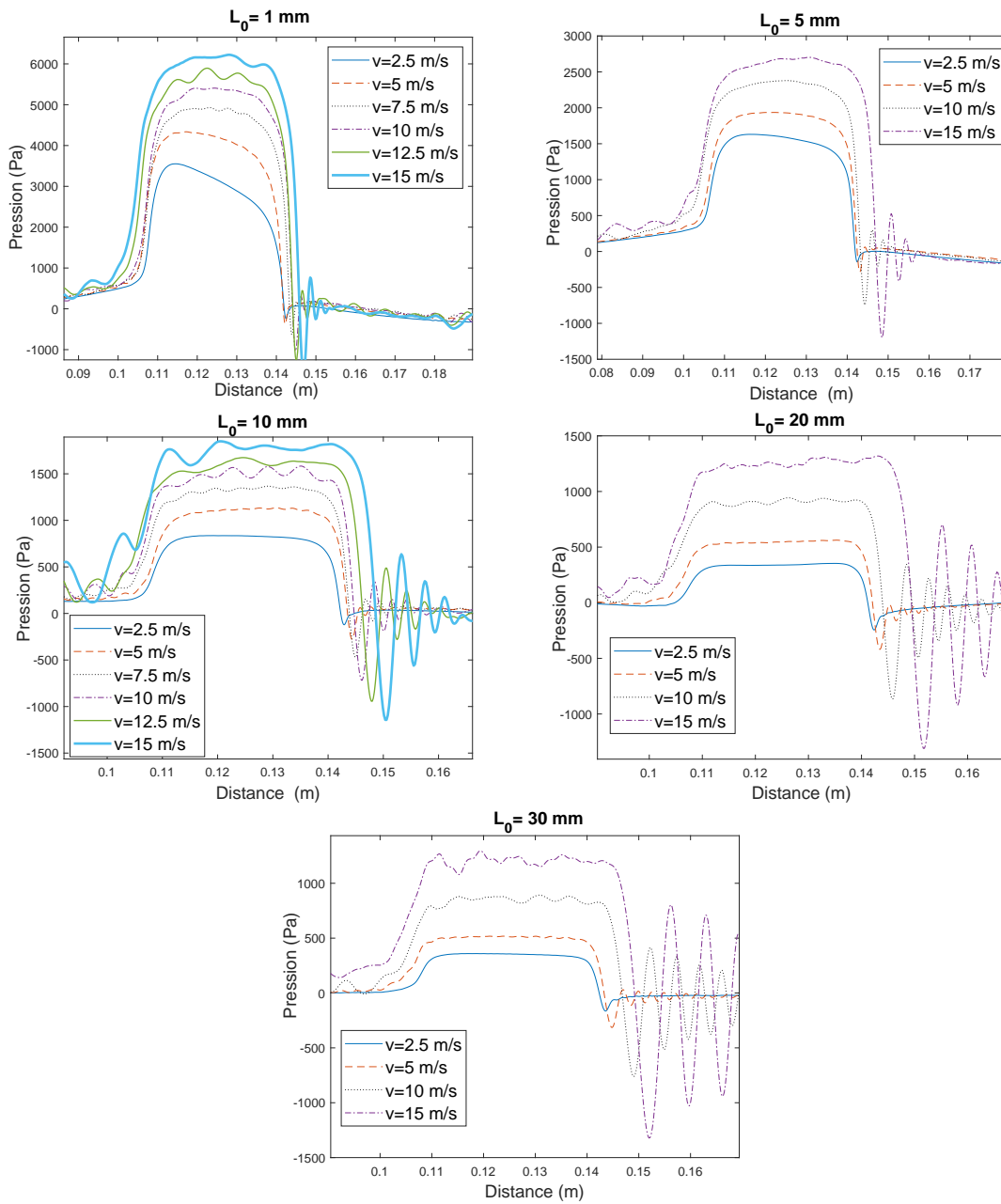


Figure 3.20 – Signaux de pression d'air mesurée au fond de la cavité en fonction de la distance parcourue pour différentes vitesses de roulement ( $d = 5$  mm,  $P = 1000$  N). Les cinq profondeurs de cavité sont considérées.

La pression du palier correspondante,  $p_{palier}$  est tracée Figure 3.21 en fonction de la vitesse de roulement pour toutes les configurations testées. Les barres d'erreur donnent l'écart-type de la pression mesurée sur 100 passages du pneumatique, pour une même combinaison de vitesse, de charge et de profondeur.

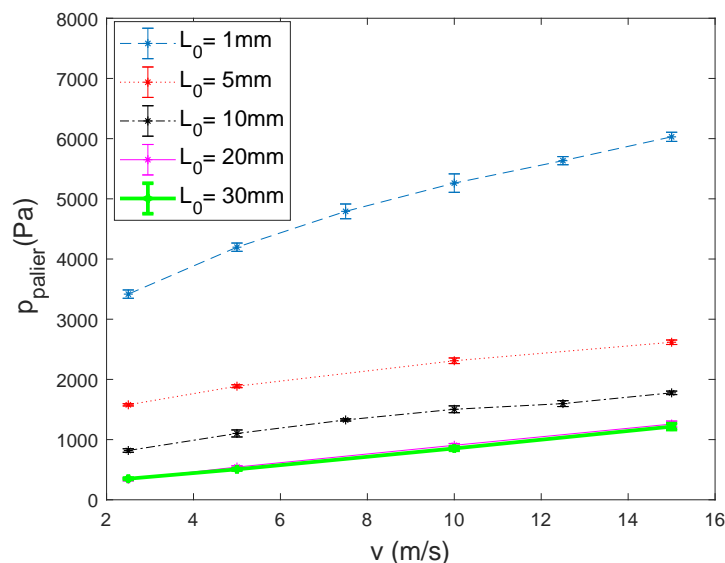


Figure 3.21 – Pression palier en fonction de la vitesse de roulement pour les 5 profondeurs testées ( $d = 5\text{ mm}$ ;  $P = 1000\text{ N}$ ).

En notant  $r_{cav} = L_0/d$  le ratio entre la profondeur de la cavité  $L_0$  et son diamètre  $d$ , alors  $0,2 \leq r_{cav} \leq 6$ . D'après la Figure 3.21, la pression maximale mesurée au fond de la cavité augmente linéairement avec la vitesse pour  $r_{cav} \geq 4$  ( $L_0=20\text{ mm}$  et  $30\text{ mm}$ ). Cette relation devient d'autant plus non-linéaire que le ratio  $r_{cav}$  diminue ( $r_{cav} < 4$ , soit  $1\text{ mm} \leq L_0 \leq 10\text{ mm}$ ). La relation entre la pression maximale et la vitesse a été trouvée linéaire d'après les mesures de Hamet *et al.* (1990), mais le ratio  $r_{cav}$  considéré était seulement égal à 2 ou 4.

En ce qui concerne la forme du palier, il comporte des oscillations avec l'augmentation de la vitesse, qui sont d'autant plus marquées que la profondeur de la cavité est élevée. La fréquence de ces oscillations augmente avec la vitesse et varie entre 1400 Hz et 1800 Hz. Ces oscillations sont probablement liées à la vibration de la plaque métallique recevant la cavité et au dispositif expérimental d'une manière plus générale. Il ne s'agit pas de la résonance acoustique de la cavité fermée qui devrait se situer à des fréquences beaucoup plus élevées ( $f > 5\text{ kHz}$ ) (cf. Éq. (1.1) avec  $c = 343\text{ m/s}$ ).

En se servant de la durée du palier, la longueur de l'aire de contact dans la direction du roulement  $l_c$  est calculée d'après l'équation (3.3) et tracée en fonction de la vitesse Figure 3.22. La variation de la longueur de contact avec la vitesse est négligeable ( $32\text{ mm} \leq l_c \leq 40\text{ mm}$ ). Les différences trouvées entre les valeurs calculées sont liées aux biais possibles dans la détermination de la durée du palier en utilisant la méthode expliquée Section 3.2.2 (cf. Figure 3.9), surtout pour les cas où la phase plateau n'est pas véritablement facile à délimiter.

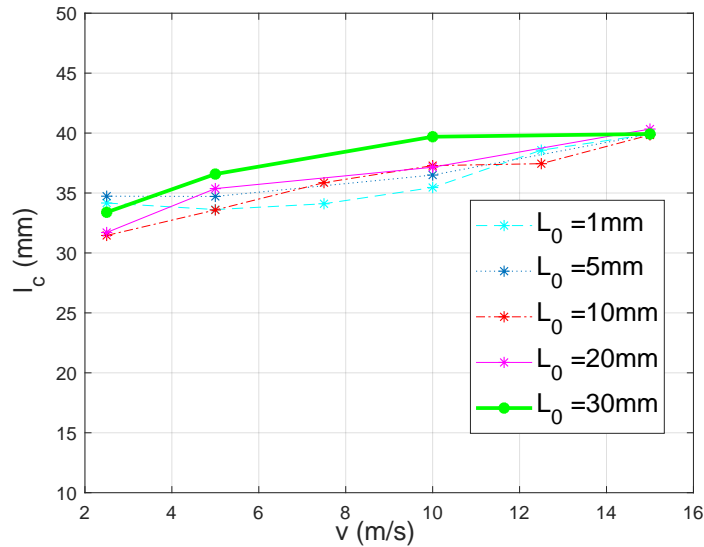


Figure 3.22 – Estimation de la longueur de l'aire de contact  $l_c$  dans la direction du roulement en fonction de la vitesse ( $d = 5$  mm,  $P = 1000$  N).

### 3.3.3.2 Influence de la vitesse de roulement sur la phase de détente

La Figure 3.23 montre la variation des oscillations de pression à l'ouverture de la cavité en fonction du temps pour différentes vitesses de roulement et pour les différentes profondeurs de cavités testées. Ces oscillations existent seulement pour les vitesses supérieures ou égale à 5 m/s. Leur fréquence instantanée est calculée par la méthode présentée Section 3.2.3 et tracée Figure 3.24 pour différentes configurations.

Pour toutes les profondeurs testées, la fréquence instantanée des oscillations augmente avec la vitesse de roulement, surtout pour les vitesses inférieures à 12,5 m/s. À partir de 12,5 m/s, l'augmentation de la fréquence avec la vitesse est négligeable. Par exemple, pour  $L_0 = 10$  mm, la fréquence varie entre 1540 Hz et 2880 Hz pour  $v = 5$  m/s, pour arriver à des valeurs comprises entre 2000 Hz et 4100 Hz pour  $v = 12,5$  m/s. Ces dernières sont très proches de celles trouvées à  $v = 15$  m/s. De même, pour  $L_0 = 20$  mm et 30 mm, l'augmentation de la fréquence entre  $v = 5$  m/s et  $v = 10$  m/s est plus grande que celle observée entre  $v = 10$  m/s et  $v = 15$  m/s. Par contre, pour  $L_0 = 1$  mm, la variation de la fréquence avec la vitesse est moins régulière que pour les cavités plus profondes. De plus, la variation de la fréquence en fonction du temps n'est pas strictement croissante pour une vitesse de 5 m/s et 7,5 m/s, contrairement aux résultats obtenus pour les autres vitesses ainsi que pour les autres profondeurs. Ces différences sont dues aux oscillations rapidement amorties que présente le signal de 1 mm à l'ouverture de la cavité surtout pour les vitesses inférieures ou égales à 7,5 m/s (cf. Figure 3.23). D'autre part, la fréquence instantanée des oscillations à l'ouverture de la cavité varie selon la profondeur de la cavité et la vitesse, mais elle est globalement supérieure à 1000 Hz et inférieure à 6500 Hz. L'émission acoustique qui pourrait en résulter serait donc un phénomène à moyenne et haute fréquence ( $f \geq 1000$  Hz), conformément à la littérature.

Par ailleurs, l'amplitude  $A_i$  des oscillations de pression augmente au fur et à mesure que la vitesse augmente (Figure 3.25). Cette observation est valide pour toutes les profondeurs testées.

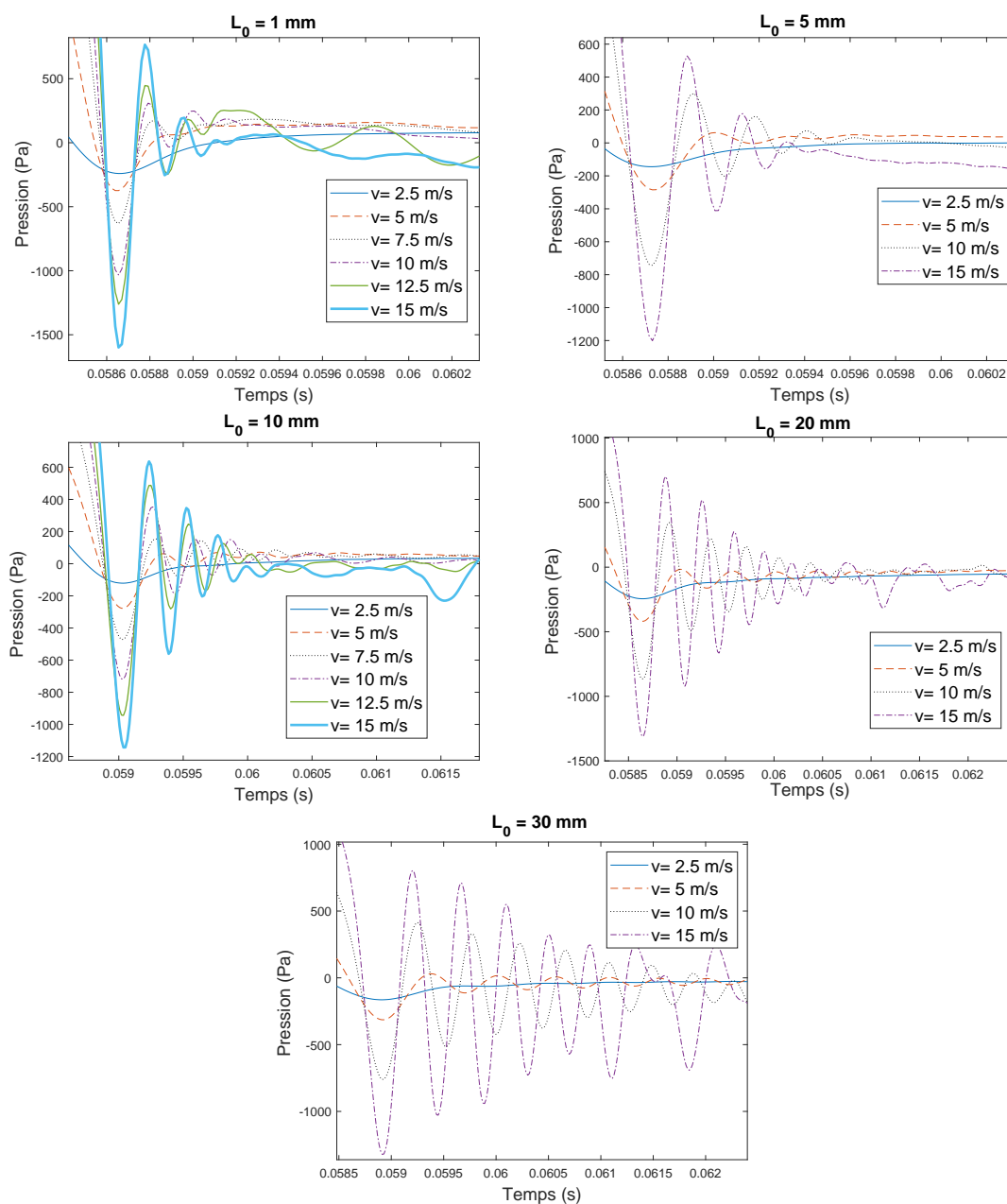


Figure 3.23 – Oscillations de pression au fond de la cavité en fonction du temps pour différentes vitesses de roulement ( $d = 5 \text{ mm}$ ,  $P = 1000 \text{ N}$ ). Les cinq profondeurs de cavité sont considérées.

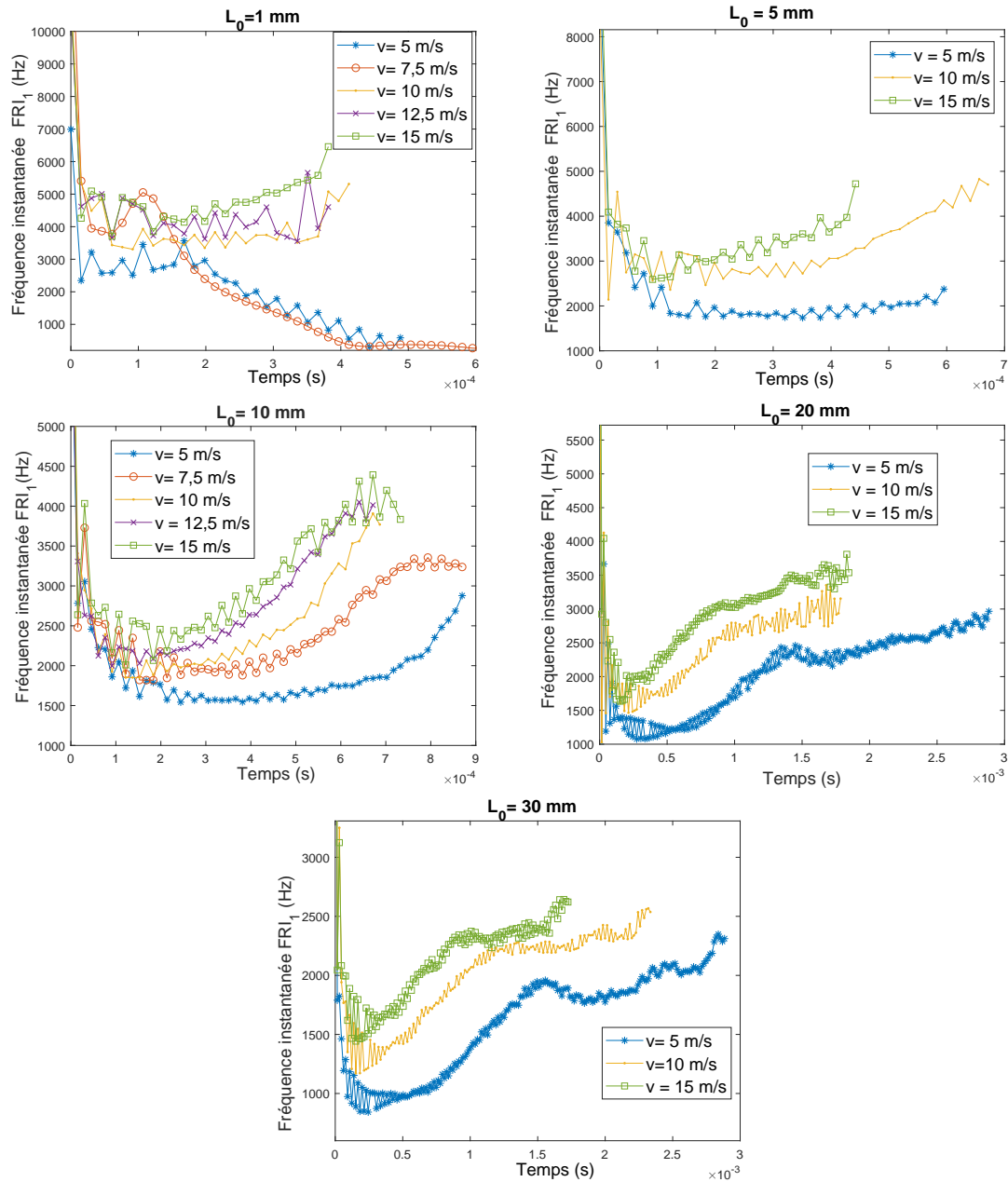


Figure 3.24 – Fréquence instantanée des oscillations de pression au fond de la cavité en fonction du temps pour différentes vitesses ( $d = 5 \text{ mm}$ ,  $P = 1000 \text{ N}$ ). Les cinq profondeurs de cavité sont considérées. Le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations.

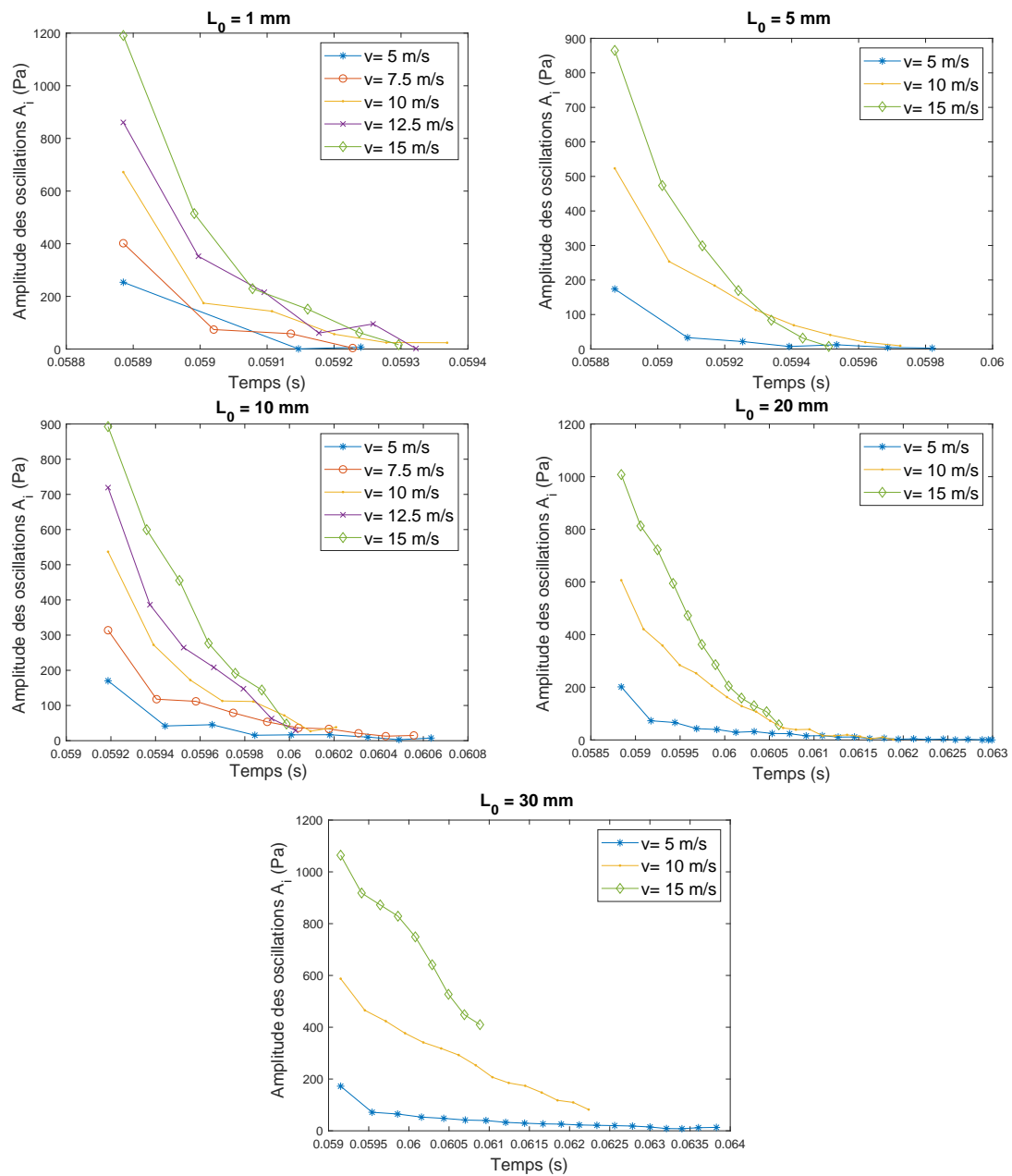


Figure 3.25 – Amplitude des oscillations de pression au fond de la cavité avec la vitesse ( $d = 5$  mm,  $P = 1000$  N) au cours de la phase de détente.



Finalement, soit  $\Delta p = p_{palier} - p_{detente}$  la différence de pression générée à l'ouverture de la cavité, avec  $p_{detente}$  la pression correspondant au premier minimum du signal d'oscillations considéré. D'après la Figure 3.26, cette différence de pression augmente d'une façon quasi-linéaire avec la vitesse. Ce phénomène caractéristique du pompage d'air est susceptible de mener à un

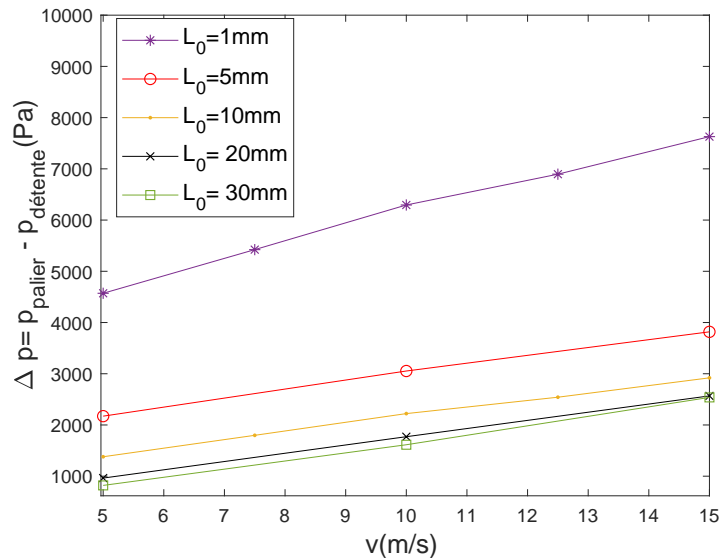


Figure 3.26 – Différence de pression générée à l'ouverture de la cavité,  $\Delta p = p_{palier} - p_{detente}$ , en fonction de la vitesse ( $d = 5 \text{ mm}$ ,  $P = 1000 \text{ N}$ ) pour différentes profondeurs de cavité.

exposant de vitesse  $k_{\Delta p}$  représentant l'effet de la vitesse de roulement  $v$  sur la différence de pression au fond de la cavité  $\Delta p$ , selon l'équation suivante :

$$10 \log_{10}(\Delta p(v))^2 = 10 \log_{10}(v/v_{ref})^{k_{\Delta p}} + 10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2 \quad (3.6)$$

où  $v_{ref} = 10 \text{ m/s}$  est la vitesse de référence.

L'équation (3.6) est une analogie avec l'équation (2.47), reliant la vitesse de roulement au niveau d'énergie de l'onde émise à l'arrière. Une régression linéaire est utilisée pour déterminer, pour chaque profondeur testée, les valeurs de  $k_{\Delta p}$  et de  $10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2$  (Figure 3.27).

Le Tableau 3.2 résume les valeurs de  $k_{\Delta p}$  et de  $10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2$  ainsi que les valeurs du coefficient de détermination  $R^2$  de la régression linéaire obtenues pour chaque profondeur.

$L_0$ (mm)	$k_{\Delta p}$	$10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2$	$R^2$
1	0,9	75,9	0,99
5	1,02	69,8	0,99
10	1,4	66,9	0,99
20	1,8	65,0	0,99
30	2,04	64,4	0,99

Tableau 3.2 – Exposant de vitesse  $k_{\Delta p}$ , niveau de pression à la vitesse de référence  $10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2$  et coefficient de détermination  $R^2$  trouvés à partir de la différence de pression mesurée à l'ouverture pour toutes les profondeurs testées ( $d = 5 \text{ mm}$ ,  $P = 1000 \text{ N}$ ).

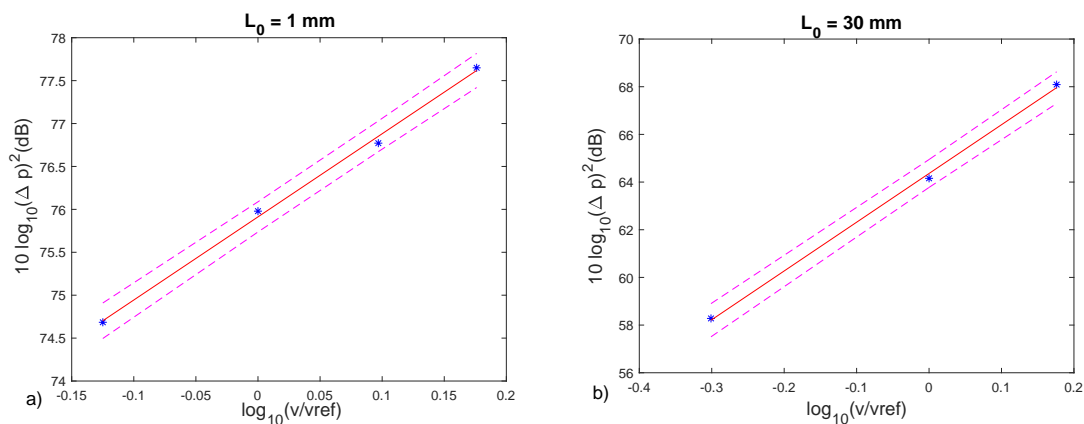


Figure 3.27 – Différence de pression  $\Delta p$  générée à l’ouverture de la cavité en fonction de la vitesse de roulement : a)  $L_0 = 1 \text{ mm}$  ; b)  $L_0 = 30 \text{ mm}$  . (–) droite de régression, (- - -) intervalle de prédiction à 95% ;  $d = 5 \text{ mm}$ ,  $P = 1000 \text{ N}$ .

Le coefficient de détermination  $R^2$  est proche de 1 ( $R^2 = 0,99$ ) pour toutes les profondeurs testées, indiquant une bonne qualité de prédiction de la régression linéaire. L’exposant de vitesse reliant la vitesse de roulement au carré de la différence de pression générée au fond de la cavité est proche de 1 pour  $L_0$  compris entre 1 mm et 5 mm et proche de 2 pour  $L_0 \geq 20 \text{ mm}$ . Pour  $L_0 = 10 \text{ mm}$ ,  $k_{\Delta p}$  est égal à 1,4.

### 3.3.4 Influence de la profondeur de la cavité

Dans cette partie, on s’intéresse à la variation de la pression d’air dynamique au fond de la cavité en fonction de sa profondeur afin d’évaluer l’effet de ce paramètre sur le pompage d’air d’une part, et d’autre part de mettre en évidence l’impact de la variation de volume de la cavité sur la surpression atteinte durant le contact.

#### 3.3.4.1 Influence de la profondeur de cavité sur la phase du palier

La Figure 3.28 montre la variation de la pression au fond de la cavité en fonction du temps pour les différentes profondeurs testées. Quatre vitesses 2,5 m/s, 5 m/s, 10 m/s et 15 m/s sont présentées. Dans tous les cas, la surpression générée au fond de la cavité durant la phase du palier augmente lorsque la profondeur de la cavité diminue. Le palier au cours de la phase de compression est d’autant plus marqué que la profondeur augmente. La durée du palier et donc la longueur de contact reste constante avec la variation de la profondeur. Ces résultats sont en accord avec Hamet *et al.* (1990). D’une part, cette augmentation de la pression est due à l’emprisonnement de l’air dans un volume de plus en plus réduit au fur et à mesure que la profondeur de la cavité diminue, ce qui augmente la pression interne pour une même charge appliquée. Ce résultat est trouvé dans les simulations de Conte (2008) en faisant varier la profondeur de la cavité sans tenir compte de la variation de volume. D’autre part, la pénétration de la bande de roulement dans la cavité au cours du contact peut favoriser l’augmentation accrue de cette surpression générée, surtout pour les cavités les moins profondes. Cette pénétration cause en effet une réduction de volume de la cavité qui a un impact proportionnellement plus important pour les faibles profondeurs. Ainsi, avec l’augmentation de la profondeur de la cavité, la variation de volume devient négligeable et la circulation de l’air est de plus en plus facilitée, ce qui réduit sa compression et donc la pression maximale atteinte au fond de la cavité. Ce processus explique aussi l’invariance de la pression

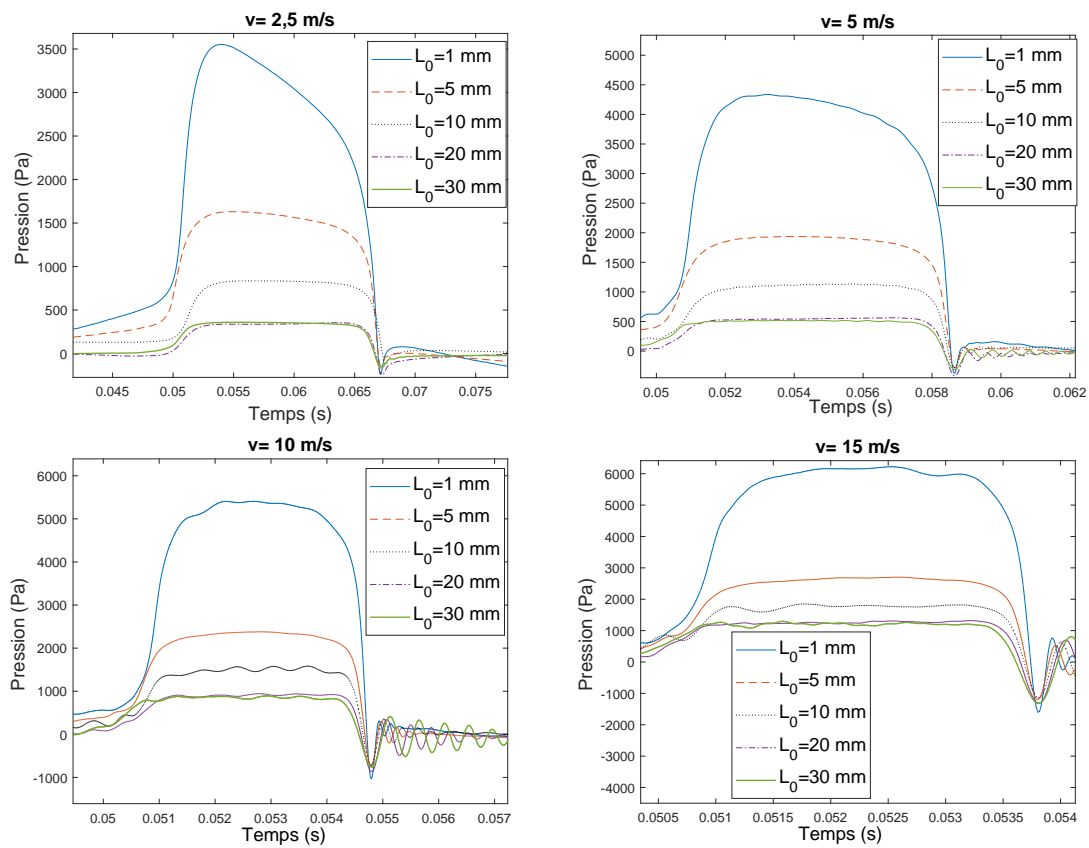


Figure 3.28 – Signaux de pression d'air mesurée au fond de la cavité en fonction du temps pour toutes les profondeurs testées et pour différentes vitesses de roulement ( $d = 5$  mm,  $P = 1000$  N).

maximale atteinte à partir d'une certaine profondeur ( $L_0 = 20$  mm) et observée Figure 3.28 pour toutes les vitesses testées.

D'après ces résultats, la profondeur a un effet considérable sur la valeur de la pression maximale mesurée au fond de la cavité. Pour  $v=2,5$  m/s, la pression palier passe de 350 Pa à 3417 Pa (soit un facteur 10 environ) pour une diminution de la profondeur de la cavité de 30 mm à 1 mm. La pression au fond de la cavité de 1 mm de profondeur atteint environ 6000 Pa pour  $v=15$  m/s, soit une augmentation d'environ 5 fois par rapport à la cavité de 30 mm de profondeur. L'impact de ce paramètre est donc beaucoup plus important que celui de la vitesse ou de la charge trouvé dans les sections précédentes. En effet, la charge ne change pas la pression maximale atteinte. Concernant la vitesse, le plus grand ratio de pression palier calculé est égal à 3,7 fois en passant de  $v=2,5$  m/s à  $v=15$  m/s pour la cavité de 20 mm de profondeur. Pour la cavité la plus petite ( $L_0=1$  mm), l'augmentation de pression palier a un ratio de 1,8 en passant de  $v=2,5$  m/s à  $v=15$  m/s (cf. Figure 3.20).

L'importance majeure de la profondeur par rapport à la vitesse est montrée aussi sur la Figure 3.29 donnant la variation de pression, notée  $\Delta p_{30} = p_{palier,L_0} - p_{palier,30}$ , en fonction du volume de la cavité.  $p_{palier,L_0}$  est la pression du palier pour chaque cavité de profondeur  $L_0$  et  $p_{palier,30}$  est la pression du palier pour la cavité la plus profonde ( $L_0=30$  mm). La différence de pression en fonction du volume de la cavité est très peu influencée par la vitesse de roulement, surtout pour les cavités les plus profondes, et diminue avec l'augmentation du volume de la cavité comme déjà remarqué sur la Figure 3.28.

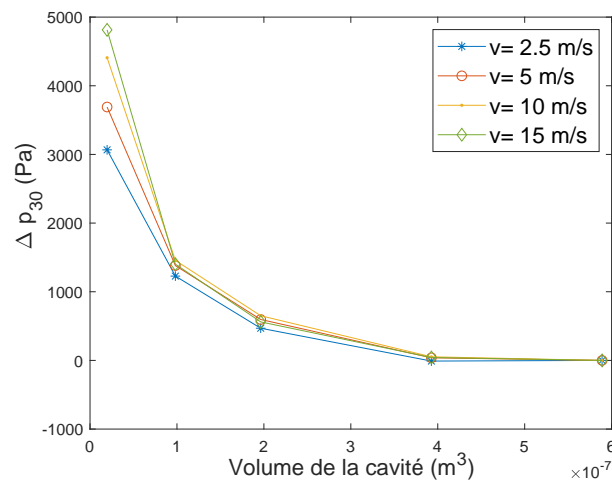


Figure 3.29 – Différence entre la pression palier de chaque cavité et la pression palier de la cavité de 30 mm de profondeur, en fonction du volume de la cavité ( $d=5$  mm,  $P=1000$  N).

### 3.3.4.2 Influence de la profondeur de cavité sur la phase de détente

La Figure 3.30 montre les oscillations de pression au fond de la cavité pour différentes profondeurs. Les oscillations de pressions sont plus nettes pour les cavités ayant les plus grandes profondeurs ( $L_0 = 20$  mm et 30 mm). Elles sont amorties plus rapidement pour les cavités de profondeurs inférieures ( $L_0 = 1$  mm, 5 mm et 10 mm), surtout à basses vitesses ( $v = 2,5$  m/s et 5 m/s). D'autre part, l'amplitude des oscillations augmente et leur fréquence diminue avec l'augmentation de la profondeur de la cavité. Ces résultats sont aussi trouvés par Hamet *et al.* (1990). La fréquence instantanée des oscillations est donnée Figure 3.31 pour  $v=10$  m/s et 15 m/s. Cette fréquence diminue avec la profondeur et varie globalement entre 1000 Hz et 6500 Hz. La fréquence est aussi

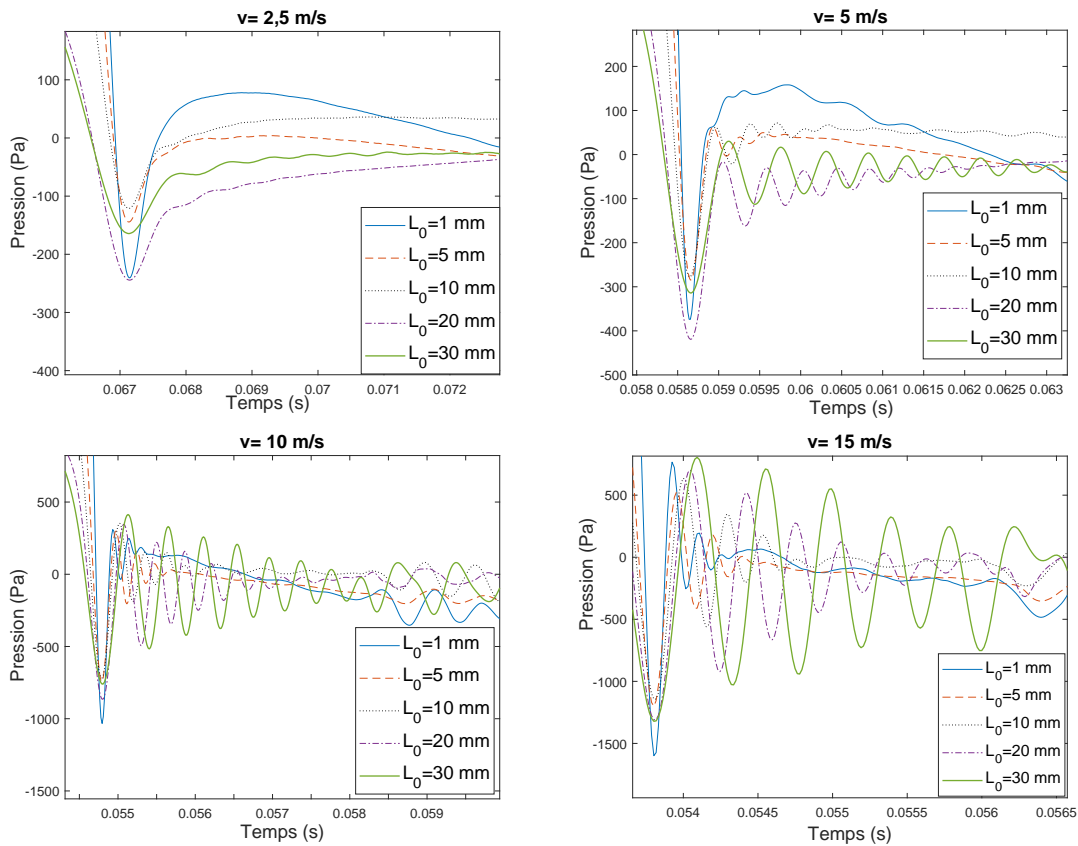


Figure 3.30 – Oscillations de pression au fond de la cavité en fonction du temps pour toutes les profondeurs testées et pour différentes vitesses de roulement ( $d = 5 \text{ mm}$ ,  $P = 1000 \text{ N}$ ).

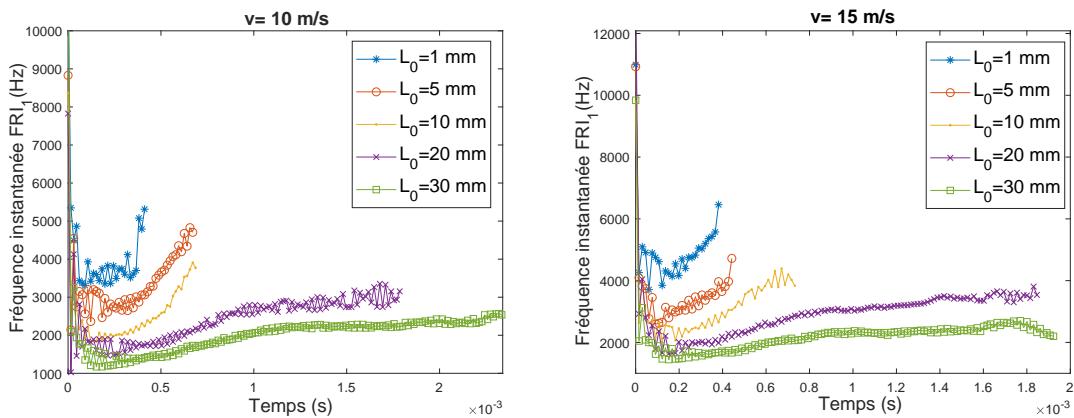


Figure 3.31 – Variation de la fréquence instantanée des oscillations au fond de la cavité avec la variation de la profondeur ( $d = 5 \text{ mm}$ ;  $P = 1000 \text{ N}$ ). Le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations.

incluse dans cette plage pour toutes les vitesses et profondeurs testées (cf. Figure 3.24). Plus particulièrement, pour la cavité de profondeur  $L_0 = 5$  mm, la fréquence varie entre 2140 Hz et 4830 Hz pour  $v=10$  m/s et varie entre 2600 Hz et 4730 Hz pour  $v=15$  m/s. Ces valeurs sont incluses dans la plage mesurée par Eisenblaetter (2008) où la fréquence instantanée des oscillations de la pression acoustique mesurée au bord de fuite varie entre 2000 Hz et 6500 Hz, pour une cavité cylindrique plus large ( $d = 9$  mm) mais de profondeur très proche ( $L_0 = 5,5$  mm), et intégrée dans la bande de roulement du pneu roulant à une vitesse proche des vitesses considérées ( $v = 41$  km/h = 11,4 m/s ; i.e.  $10 < v < 15$  m/s).

Par ailleurs, l'amplitude  $A_i(t)$  des oscillations de pression au cours de la phase de détente pour toutes les profondeurs testées est donnée Figure 3.32 pour les vitesses de 10 m/s et 15 m/s. On remarque que l'amplitude des oscillations augmente avec la profondeur.

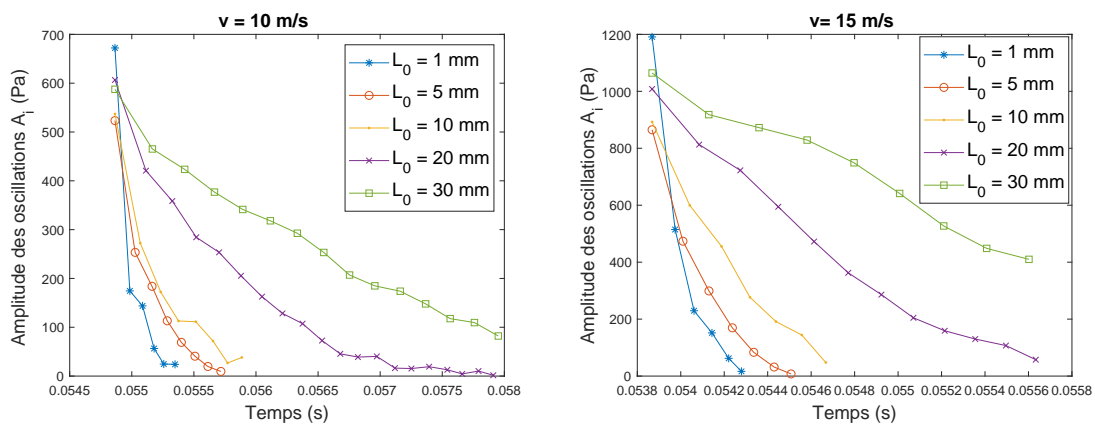


Figure 3.32 – Amplitude des oscillations de pression au fond de la cavité avec la profondeur ( $d=5$  mm,  $P=1000$  N) au cours de la phase de détente.

Soit  $A_2^{L_0}$  la valeur de  $A_i(t)$  calculée après l'ouverture complète de la cavité de profondeur  $L_0$ .  $A_2^{L_0}$  correspond alors à la deuxième valeur<sup>2</sup> de  $A_i(t)$  pour chaque profondeur  $L_0$  présentée Figure 3.32.

Soit  $r_{\Delta L/L}^{A_2}$  le ratio représentant l'augmentation de  $A_2^{L_0}$  suite à une variation de profondeur entre 1 mm et 30 mm pour une vitesse donnée.  $r_{\Delta L/L}^{A_2}$  est défini alors par :

$$r_{\Delta L/L}^{A_2} = \frac{A_2^{30mm}}{A_2^{1mm}} \quad (3.7)$$

D'autre part, soit  $r_{\Delta L/L}^{palier}$  le ratio représentant la diminution de la pression palier suite à une variation de profondeur entre 1 mm et 30 mm pour une vitesse donnée.  $r_{\Delta L/L}^{palier}$  est défini alors par :

$$r_{\Delta L/L}^{palier} = \frac{p_{palier}^{1mm}}{p_{palier}^{30mm}} \quad (3.8)$$

La Figure 3.33 montre une comparaison entre ces deux ratios pour les vitesses de 10 et 15 m/s. On remarque que l'augmentation de l'amplitude des oscillations trouvée durant la phase de détente est beaucoup plus faible que la diminution de la pression palier trouvée durant la phase de compression pour une même variation de profondeur et à une même vitesse donnée. Par exemple, pour

2. On rappelle que la méthode de calcul de  $A_i$  est expliquée dans la Section 3.2.3, cf. Éq. (3.5) et Figure 3.11. Dans ce cas,  $A_2 = |p(t_2) - p(t_3)|/2$ .

$v = 10$  m/s, et une augmentation de  $L_0$  entre 1 mm et 30 mm,  $A_i$  augmente de  $r_{\Delta L/L}^{A_2} = 2,7$  fois mais la pression palier diminue de  $r_{\Delta L/L}^{palier} = 6,2$  fois. La variation de la profondeur, et donc du volume de la cavité, a donc un impact plus important durant la phase de compression que durant la phase de détente. Ce résultat est en accord avec ce qui a été obtenu numériquement au Chapitre 2 sur l'effet de la variation de volume durant les diverses phases du signal de pression (cf. Sections 2.2.3 et 2.3.2.3).

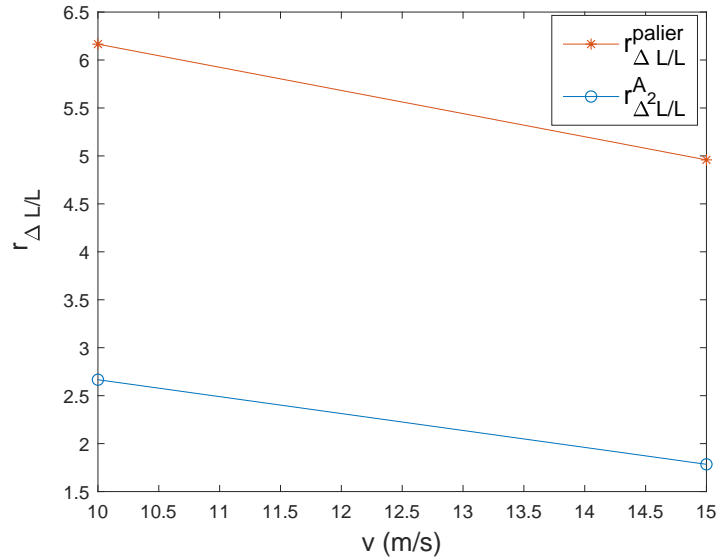


Figure 3.33 – Ratio de pression palier  $r_{\Delta L/L}^{palier}$  et d'amplitude d'oscillations durant la détente  $r_{\Delta L/L}^{A_2}$  suite à la variation de la profondeur entre 1 et 30 mm ( $d = 5$  mm,  $P = 1000$  N).

D'autre part, soit  $r_{A/p}$  le ratio entre la pression au fond de la cavité de profondeur  $L_0$  durant la phase de détente et la pression au fond de la même cavité durant la phase palier :

$$r_{A/p} = A_2^{L_0} / p_{palier} \quad (3.9)$$

La Figure 3.34 montre la variation de  $r_{A/p}$  en fonction de la profondeur de la cavité pour les vitesses de 10 et 15 m/s.  $r_{A/p}$  est inférieur à 1, ce qui est dû à la chute de pression générée à l'ouverture de la cavité. On déduit que le rapport entre la pression au fond de la cavité durant la phase de détente et la pression au fond de la cavité durant la phase palier augmente avec la vitesse de roulement et avec la profondeur de la cavité.

Finalement, la différence de pression générée à l'ouverture de la cavité,  $\Delta p = p_{palier} - p_{détente}$  (Figure 3.35), et donc le pompage d'air, diminue de façon non-linéaire avec l'augmentation de la profondeur de la cavité intégrée à la chaussée. Cette relation sera étudiée plus en détail au Chapitre 4.

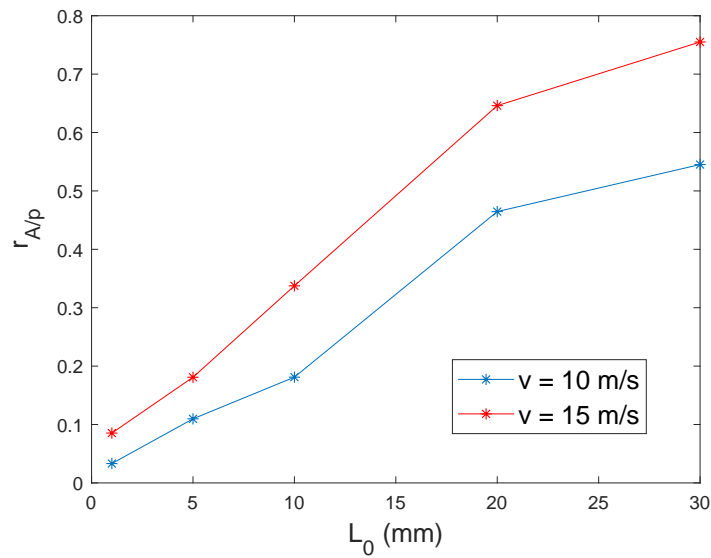


Figure 3.34 – Ratio  $r_{A/p}$  entre la pression au fond de la cavité durant la phase de détente et la pression au fond de la cavité durant la phase palier en fonction de la profondeur de cavité  $L_0$ , pour  $v = 10$  m/s et 15 m/s ( $d = 5$  mm,  $P = 1000$  N).

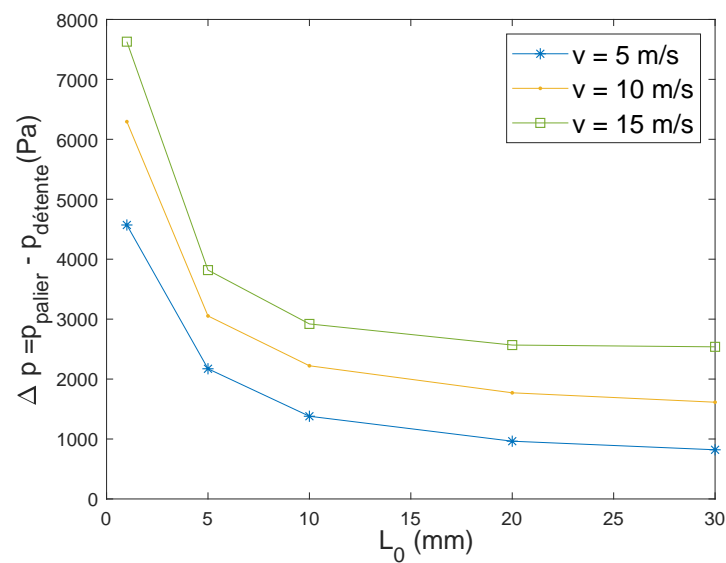


Figure 3.35 – Différence de pression générée à l'ouverture de la cavité,  $\Delta p = p_{palier} - p_{detente}$ , en fonction de la profondeur de la cavité ( $d = 5$  m,  $P = 1000$  N).



### Conclusions du Chapitre 3

L'étude expérimentale du pompage d'air au fond d'une cavité de chaussée a été réalisée sur un banc d'essai spécifique qui simule le passage d'un pneumatique de dimensions réduites sur une base en béton circulaire représentant la chaussée et comportant une cavité cylindrique de diamètre 5 mm et de profondeur variable. La mesure de la pression d'air dynamique au fond de la cavité cylindrique a été réalisée à l'aide d'un capteur de pression piézoélectrique intégré au fond de la cavité. L'étude paramétrique effectuée a fait varier la vitesse de roulement de 2,5 m/s à 15 m/s, la charge appliquée de 250 N à 1000 N et la profondeur de la cavité de 1 mm à 30 mm. Cette étude a permis d'évaluer l'influence de ces paramètres sur le pompage d'air et donc d'améliorer les connaissances sur ce phénomène.

Le signal de pression mesuré est constitué de trois phases conformément à la littérature : compression (durant la fermeture progressive de la cavité), surpression et palier de pression (durant la fermeture totale de la cavité), puis enfin détente avec oscillations de pression (durant l'ouverture progressive puis totale de la cavité). Les signaux mesurés sont répétables, bien que la vibration liée au montage expérimental puisse avoir une influence sur le signal, notamment pour les vitesses les plus élevées.

La charge est un paramètre à effet négligeable, ne conditionnant que la durée et la forme du palier de pression. En revanche, l'augmentation de la vitesse de roulement ou la diminution de la profondeur de la cavité fait augmenter la surpression générée au fond de la cavité. Le palier de pression est d'autant plus marqué que la vitesse ou la profondeur de la cavité augmente. En ce qui concerne la phase de détente, une augmentation de vitesse fait augmenter la fréquence et l'amplitude des oscillations de pression. Cependant une augmentation de la profondeur de la cavité fait diminuer la fréquence des oscillations, mais fait augmenter leur amplitude. La différence de pression générée à l'ouverture de la cavité, et donc le pompage d'air, augmente avec la vitesse mais diminue avec la profondeur de la cavité.

D'autre part, en comparaison avec l'influence de la vitesse et de la charge, l'effet de la profondeur de la cavité est le plus important sur les surpressions générées lors du contact, surtout pour les cavités de faibles dimensions. De plus, la profondeur de la cavité a un impact plus important sur la phase de fermeture de la cavité que sur la phase de détente. Tout cela met en relief l'effet de la pénétration de la bande de roulement dans la cavité au cours de la phase de compression, qui cause une diminution du volume de la cavité et une augmentation des surpressions en fond de cavité, surtout pour les faibles profondeurs où cette variation de volume a un impact plus important.

Ainsi, tous les résultats mettent en évidence l'importance de la profondeur de la cavité et de la variation de son volume durant le contact avec la bande de roulement. Un modèle numérique est donc présenté dans le chapitre suivant simulant le montage expérimental du pneu de karting et tenant compte de la variation de volume de la cavité. Le but sera de comparer les résultats expérimentaux obtenus dans ce chapitre avec les résultats calculés, sans et avec variation de volume, afin de valider le modèle numérique et de consolider les résultats concernant l'effet de la variation de volume.

## Chapitre 4

# Comparaisons essais/calculs

Dans ce chapitre, certaines configurations du banc d'essai étudiées au Chapitre 3, concernant un pneumatique lisse roulant sur la cavité de 5 mm de diamètre, sont modélisées en utilisant le modèle CFD basé sur la méthode du piston détaillée au Chapitre 2. Le modèle 3D est tout d'abord présenté. Ensuite, la variation de volume de la cavité est déterminée par deux approches : l'une numérique et l'autre expérimentale. Cette dernière est finalement adoptée pour la comparaison avec les résultats expérimentaux en simulant plusieurs profondeurs de cavité et plusieurs vitesses de roulement. Enfin, les pressions aux bords d'attaque et de fuite sont calculées pour estimer la valeur de l'exposant de vitesse  $k$  pour une cavité de diamètre 5 mm et de profondeur 10 mm. Les résultats sont comparés aux valeurs de  $k$  obtenues au Chapitre 2 pour une cavité cylindrique de plus grandes dimensions, de diamètre 15 mm et de profondeur 30 mm.

### 4.1 Modélisation 3D du dispositif expérimental

La simulation 3D du passage du pneumatique de karting de dimensions 114/55 R5 sur la cavité de 5 mm de diamètre suit la même méthode de résolution que celle exposée au Chapitre 2. La discrétisation spatiale, le modèle de turbulence, la méthode et la procédure de résolution suivent la même méthodologie, mais diffèrent par la géométrie et donc le maillage.

La géométrie du pneumatique déformé suite au contact statique avec la chaussée est obtenue par un calcul éléments finis sous Abaqus (Figure 4.1). Cette modélisation a été effectuée au cours

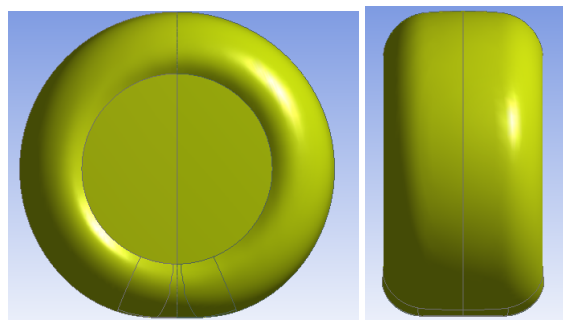


Figure 4.1 – Géométrie 3D du pneu déformé 114/55 R5 obtenue sous Abaqus pour une charge appliquée de 1000 N et une pression de gonflage de 1 bar.

de la thèse de Zhang (2016) dans le cadre de comparaisons essais/calculs des forces de contact sur le même banc d'essai. Le comportement hyperélastique de la gomme constituant le pneumatique est pris en compte dans le modèle. Les propriétés du matériau ont ici été adaptées afin d'obtenir

une longueur de contact dans la direction de roulement la plus proche possible de celle estimée à partir des mesures de pression du Chapitre 3. La valeur ainsi obtenue est  $l_c \approx 37,4$  mm, pour une charge appliquée de 1000 N et une pression de gonflage de 1 bar.

La géométrie 3D maillée sous Fluent est présentée sur la Figure 4.2. La moitié du domaine de calcul et de la géométrie du pneu et de la cavité est considérée et une condition de symétrie est imposée au plan vertical coupant le pneu et la cavité. Le domaine autour du pneu est ainsi constitué par un quart de sphère de 1 m de rayon. Cette sphère est ensuite partagée en plusieurs sous-domaines. Des conditions de non réflexion sont imposées à la frontière. La cavité est cylindrique, de diamètre  $d = 5$  mm et de profondeur  $L_0 = 10$  mm. Les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont choisis tel que  $x$  et  $y$  sont dans le plan horizontal du déplacement de la cavité et  $z$  est perpendiculaire à ce plan. Le déplacement de la cavité se fait suivant  $x$ .

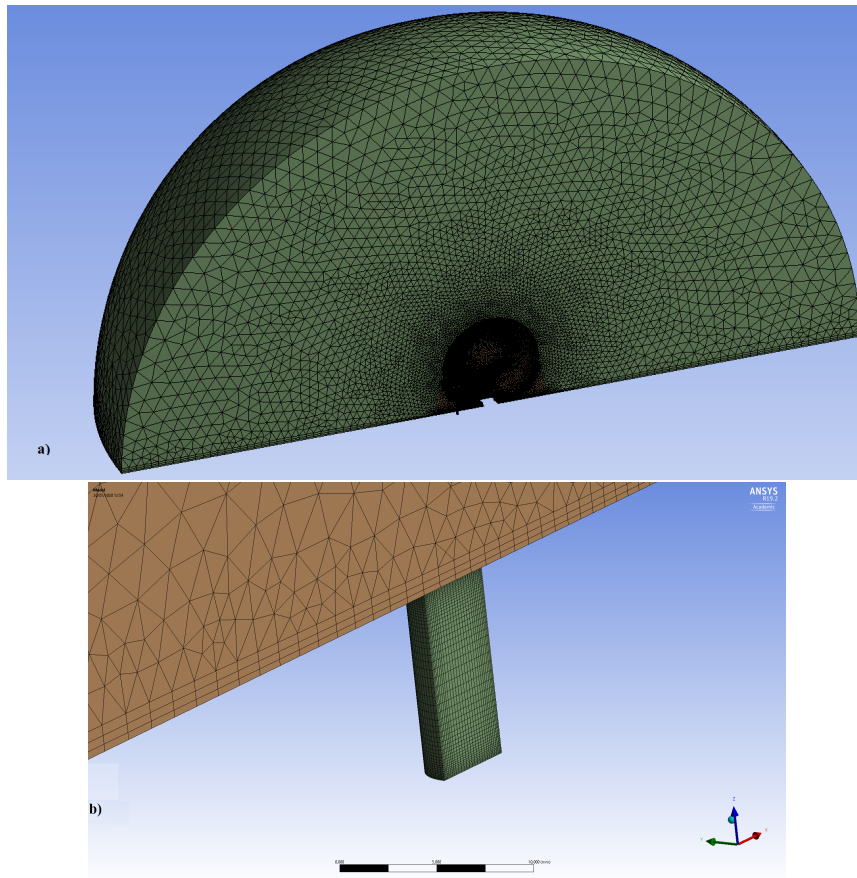


Figure 4.2 – Géométrie 3D et maillage modélisant le passage du pneu de karting de dimensions 114/55 R5 sur la cavité de 5 mm de diamètre et de 10 mm de profondeur : a) domaine fluide autour du pneu, b) cavité cylindrique.

La couche limite aux parois est prise en compte et le maillage est raffiné dans les zones proches de la surface de contact (Figure 4.3 a). Le maillage est hexaédrique pour le domaine le plus proche du contact (Figure 4.3 b) et pour la cavité (Figure 4.2 b). Le reste du maillage est réalisé avec des cellules tétraédriques pour les géométries complexes. La finesse du maillage 3D est moins importante que celle du maillage 2D.

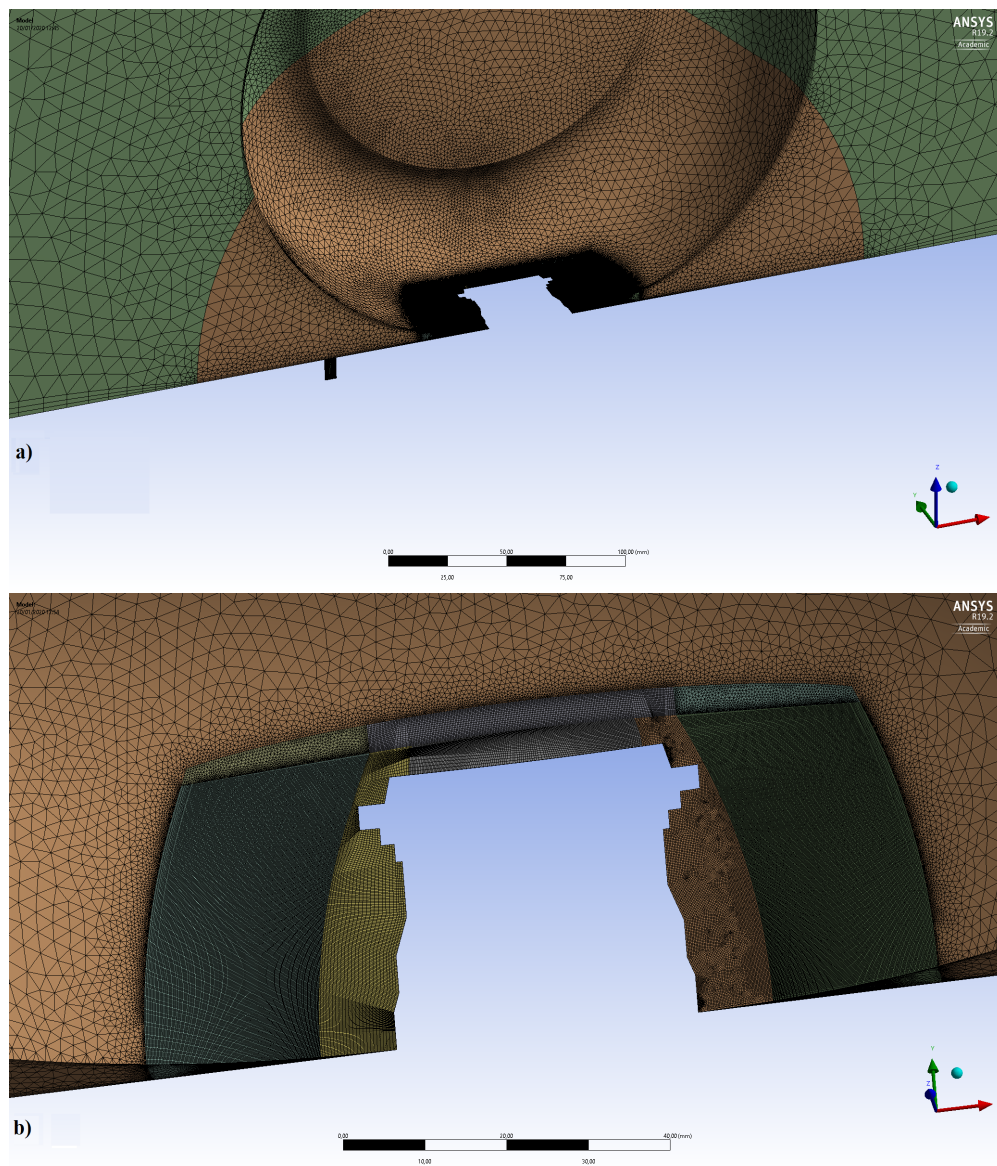


Figure 4.3 – a) Maillage raffiné au fur et à mesure de l’approche de la zone du contact, b) zoom sur la zone la plus proche du contact.

Afin de tester le modèle CFD sans variation de volume pour cette nouvelle configuration, la vitesse de roulement considérée est  $v = 10$  m/s ( $\omega = 78,1$  rad/s). La température de l'air à la frontière extérieure est fixée à 293 K (20 °C), conformément à la température ambiante mesurée durant les essais. La cavité est placée à une distance de 0,18 m en avant du centre de la zone de contact. La durée de la simulation est ajustée de façon à avoir la cavité à une distance symétrique par rapport à la zone de contact en fin de simulation.

La station de calcul utilisée (de marque Dell PRECISION 7920) est équipée d'un double processeur (2x Intel Xeon Gold 5118, 12 coeurs) d'une fréquence de 2,3 GHz et d'une mémoire vive d'une capacité de 128 Go. Le calcul est réalisé en parallèle en utilisant 16 coeurs au total et le temps de calcul est de 5 jours environ.

Pour rappel, le modèle de turbulence  $k - \omega$  SST est utilisé. La turbulence de l'écoulement est justifiée par le nombre de Reynolds associé (cf. Éq. (2.27)) avec  $\rho$ ,  $l$ ,  $v$ , et  $\mu$ , respectivement la masse volumique, la distance caractéristique, la vitesse et la viscosité dynamique égaux à  $\rho = 1,206$  kg/m<sup>3</sup>,  $l = 1$  m,  $v = 10$  m/s,  $\mu = 1,815 \cdot 10^{-5}$  kg/m.s pour une température de 20°C. Dans ce cas  $Re$  est égal à  $6,64 \cdot 10^5$ , ce qui est supérieur au régime limite de turbulence égal à  $5 \cdot 10^5$ .

Pour ces conditions, la pression d'air dynamique calculée au fond de la cavité, sans variation de volume est représentée sur la Figure 4.4. Comme prévu, en l'absence de variation de volume dans le modèle, la pression maximale atteinte par le calcul (500 Pa) est inférieure à celle mesurée sur le banc d'essai (1500 Pa) pour les mêmes conditions expérimentales de charge appliquée ( $P=1000$  N), de vitesse ( $v=10$  m/s) et de profondeur de la cavité ( $L_0=10$  mm). Dans la suite, la variation de volume est donc introduite dans le modèle 3D selon deux approches différentes. Elle est tout d'abord déterminée par le calcul à l'aide d'un modèle de contact simplifié, puis est estimée à partir d'une mesure de la pénétration du pneu dans la cavité directement sur le banc d'essai ayant servi aux mesures de la pression d'air dynamique.

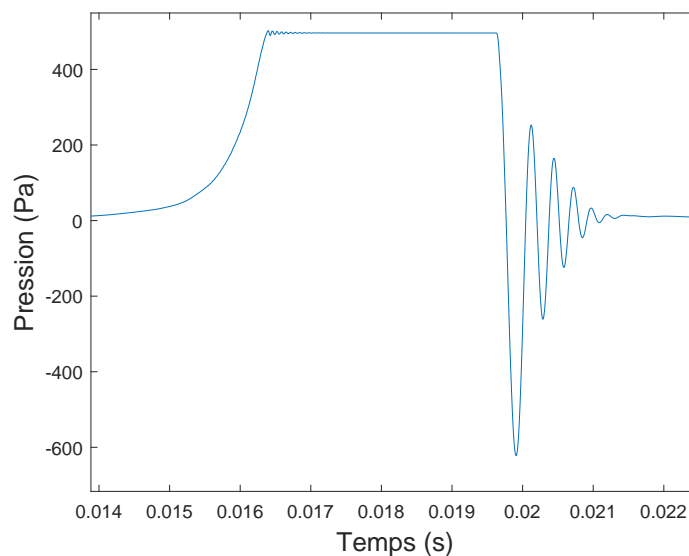


Figure 4.4 – Variation de la pression d'air dynamique calculée au fond de la cavité sans variation de volume dans le cas 3D du pneumatique de karting de dimensions 114/55 R5 ( $d=5$  mm,  $L_0=10$  mm,  $v=10$  m/s).

## 4.2 Détermination de la variation de volume de la cavité

### 4.2.1 Calcul de la pénétration de la bande de roulement dans la cavité

Dans cette partie, la variation de volume est déterminée par le modèle de contact développé par Cesbron et Yin (2010) et présenté dans le Chapitre 2 en calculant la pénétration de la bande de roulement dans la cavité durant le passage du pneumatique, puis en déduisant le déplacement du piston équivalent.

Le pneu est assimilé à un massif semi-infini élastique (module d'Young  $E=5$  MPa, coefficient de Poisson  $\nu=0,5$ ) et la force imposée est de  $P = 1000$  N. Ces conditions permettent d'obtenir le profil du pneu déformé assimilable au pneu de karting utilisé lors des mesures sur le banc d'essai. La géométrie du pneumatique déformé est montrée Figure 4.5. La valeur de la longueur de contact,  $l_c \approx 37$  mm, est en accord avec celle estimée à partir des mesures de pression dynamique (cf. Chapitre 3, Figure 3.22) et celle utilisée dans le modèle CFD (issue du calcul éléments finis sous Abaqus).

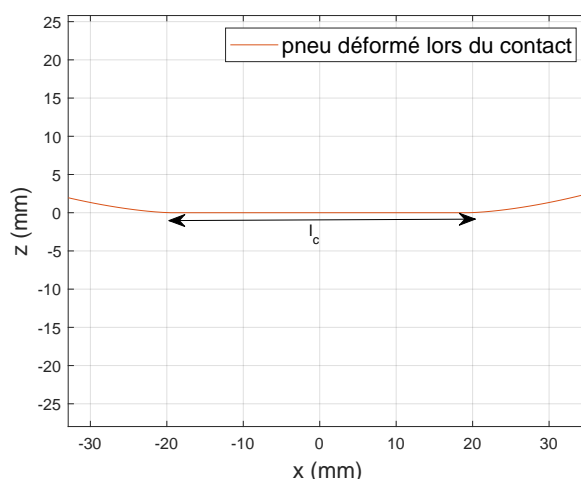


Figure 4.5 – Profil longitudinal du pneumatique de karting 114/55 R5 déformé, calculé par le modèle de contact de Cesbron et Yin (2010) reposant sur l'hypothèse de massif semi-infini élastique.

La pénétration maximale ainsi calculée est de 0,24 mm, ce qui correspond à un déplacement de piston maximal équivalent de 0,155 mm et une variation de volume  $\Delta V/V_0 \approx 1,6\%$  pour la cavité de 10 mm de profondeur. Le déplacement 3D du fond de la cavité équivalent à la pénétration de la bande de roulement est représenté sur la Figure 4.6.

Cette variation de volume est introduite dans le modèle numérique et la pression d'air dynamique résultante est présentée Figure 4.7, et comparée avec les résultats expérimentaux pour la même configuration. Les signaux sont ajustés en temps Figure 4.7b afin de comparer aussi les oscillations de pression au cours de la phase de détente.

En ce qui concerne la phase de compression, la pression calculée avec variation de volume (1815 Pa) est supérieure à celle mesurée (1500 Pa). Elle présente un maximum avec une absence de palier, de façon similaire au résultat obtenu lors de l'application du modèle de contact au cas du dispositif expérimental de Hamet *et al.* (1990) dans le Chapitre 2. La différence entre les pressions maximales, calculée et mesurée, est de 315 Pa. Comme illustré sur la Figure 4.7 a, d'une part la durée de contact pour le modèle avec variation de volume est très proche de celle du modèle sans variation de volume. D'autre part, la durée de contact pour le modèle avec variation de volume est en accord avec la mesure. Bien que la durée de la surpression calculée soit proche de celle

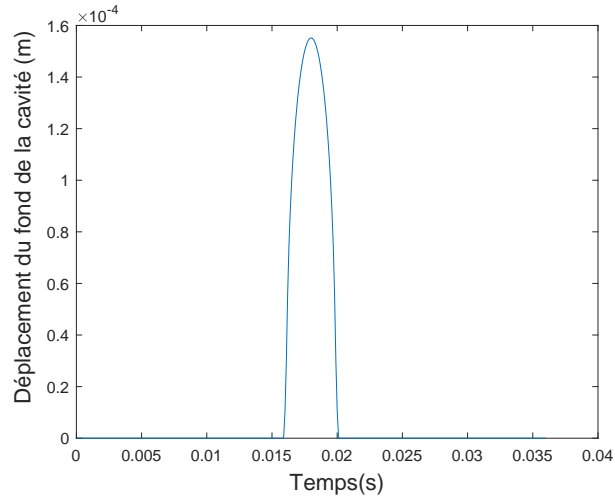


Figure 4.6 – Déplacement 3D du fond de la cavité calculé à partir des résultats du modèle de contact de Cesbron et Yin (2010) et tracé ici en fonction du temps pour  $v= 10$  m/s ( $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm, pneu de karting 114/55 R5).

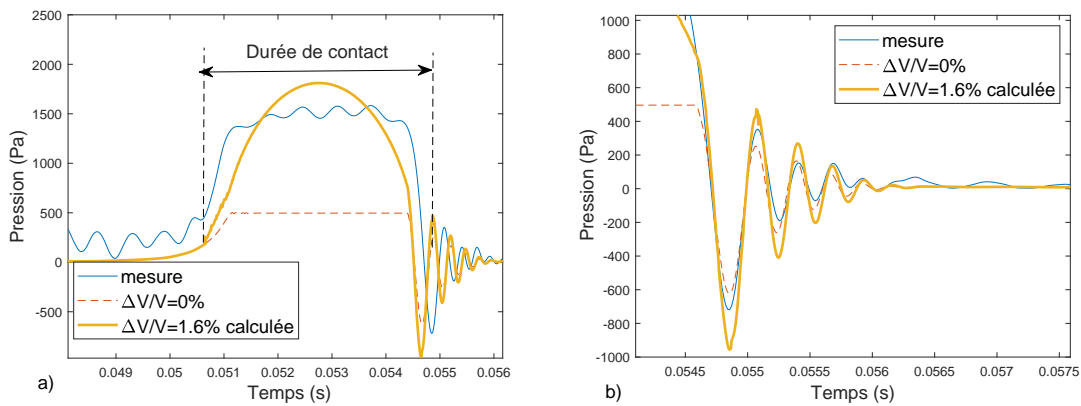


Figure 4.7 – a) Variation de la pression d'air calculée au fond de la cavité sans et avec variation de volume  $\Delta V/V_0 = 1,6\%$ , calculée par le modèle de contact (Cesbron et Yin, 2010), et comparaison avec la mesure ; b) zoom sur la phase de détente. Cas 3D du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $v= 10$  m/s,  $P = 1000$  N.



## 4.2. Détermination de la variation de volume de la cavité

mesurée, la forme du signal de pression calculée n'est pas en accord avec la mesure dans le cas avec variation de volume.

En ce qui concerne la phase de détente (Figure 4.7 b), la comparaison est plus satisfaisante. La fréquence des oscillations de pression calculée avec variation de volume, ainsi que le nombre d'oscillations, sont très proches de ceux mesurés. Par contre, l'amplitude des oscillations est supérieure à la mesure.

Ainsi, la description géométrique précise de la configuration expérimentale dans le modèle de contact permet d'approcher correctement la pression maximale au cours de la phase palier et la durée de contact mesurées. Cependant, le palier de pression est absent. Dans la suite, on se propose de mesurer directement la pénétration du pneumatique dans la cavité pour estimer la variation de volume à introduire dans le modèle CFD.

### 4.2.2 Mesure de la pénétration de la bande de roulement dans la cavité

Dans cette partie, la pénétration de la bande de roulement dans la cavité durant le passage du pneu est mesurée directement sur le banc d'essai utilisé pour les mesures de pression d'air dynamique.

#### 4.2.2.1 Dispositif expérimental

Un capteur de déplacement (de marque Keyence, modèle GT2-H12L, Figure 4.8 a) est monté au fond de la cavité (Figure 4.8 b) à l'aide d'un support fixé à l'arrière de la plaque métallique intégrant la cavité. Au moment du contact avec la cavité, la bande de roulement du pneumatique

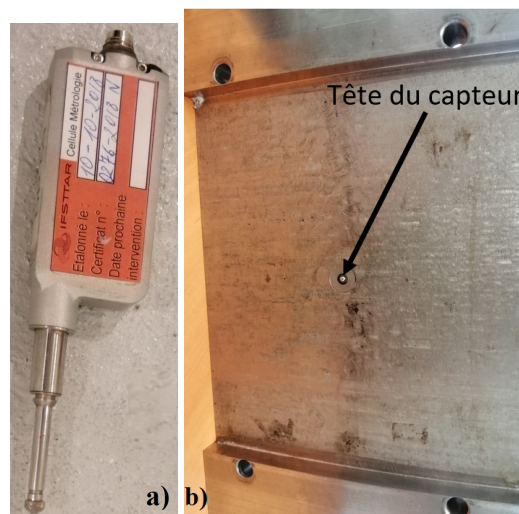


Figure 4.8 – Montage du a) capteur de déplacement sur b) la plaque métallique intégrant la cavité.

entre en contact avec la tête du capteur de déplacement qui s'enfonce. La pénétration de la bande de roulement est alors lue sur l'écran d'affichage relié au capteur. Toute la longueur de contact pneumatique/chaussée dans le sens du roulement est parcourue afin de mesurer, à chaque 1 mm d'avancement du pneu, la pénétration de la bande de roulement dans la cavité. Un laser est monté sur le pneu afin de contrôler l'avancement progressif du pneu (Figure 4.9) millimètre par millimètre, sur une distance de 6 cm graduée sur la chaussée et couvrant toute la longueur de contact.



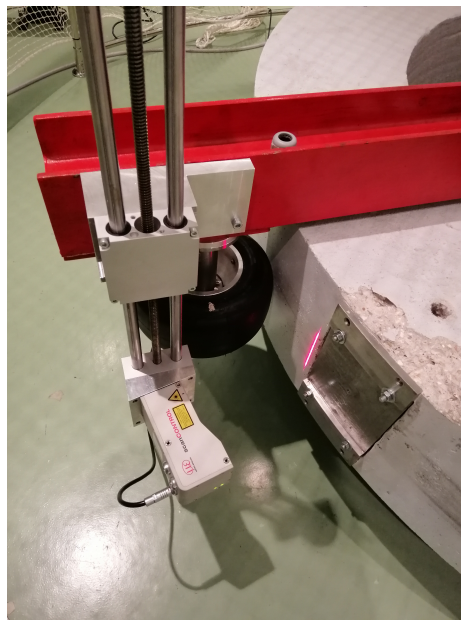


Figure 4.9 – Montage du laser pour contrôler le déplacement longitudinal du pneu.

### 4.2.2.2 Protocole de mesure

En premier lieu, il est nécessaire de corriger la hauteur initiale du capteur. En effet, la tête du capteur dépassant légèrement la face supérieure de la cavité, il faut trouver la valeur de référence  $\xi_0$  à partir de laquelle la pénétration à l'intérieur de la cavité commence réellement (référence zéro). Pour cela, une règle à surface plane est utilisée pour enfoncer l'extrémité du capteur. La valeur de  $\xi_0 = 0,096$  mm est notée et considérée comme la valeur à partir de laquelle commence la pénétration de la bande de roulement. Ainsi, si  $\xi$  est le déplacement mesuré à chaque déplacement du pneu, la pénétration  $\Delta L$  dans la cavité est calculée par :

$$\Delta L = \xi - \xi_0 \quad (4.1)$$

Le pneu est déplacé manuellement et la mesure se fait en statique. Cependant, avant la mesure du déplacement, le pneumatique est mis à température en le faisant rouler pendant environ 20 minutes afin d'être proche de l'état du pneu au cours des essais sur la cavité. De façon plus concrète, le protocole de mesure est le suivant :

1. Le pneu est chargé à 1000 N et roule à la vitesse de 10 m/s pendant 20 minutes.
2. Le capteur laser (qui ne peut pas être embarqué au cours de la chauffe) est monté sur le système.
3. La température du pneu est contrôlée.
4. Le déplacement est mesuré par pas longitudinal de 1 mm.

Au cours des mesures la température ambiante est de 16 °C et la température du pneu est de 35 °C.

### 4.2.2.3 Résultats

L'évolution de la pénétration dans la cavité  $\Delta L$  est tracée en fonction de la distance parcourue sur la Figure 4.10.

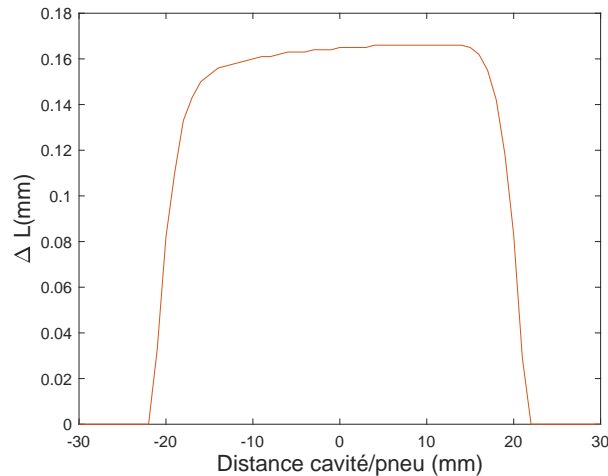


Figure 4.10 – Pénétration de la bande de roulement mesurée dans la cavité en fonction de la distance longitudinale entre le centre de la cavité et le centre du pneu.

D'après la Figure 4.10, la distance parcourue par le centre de la cavité durant le contact, notée  $l_{piston}$ , est de 42 mm environ. La longueur de l'empreinte de contact dans la direction longitudinale est alors  $l_c = l_{piston} - d = 37$  mm (cf. Figure 2.22). Cette valeur est en accord avec celle estimée à partir des mesures de pressions dynamiques (cf. Figure 3.22) et avec celle donnée par le modèle de contact. La valeur maximale de la pénétration enregistrée est de 0,166 mm et la pénétration moyenne maximale, calculée sur le palier, est d'environ 0,16 mm. Cette valeur correspond à une variation de volume  $\Delta V/V_0 = 1,6$  % pour une profondeur de cavité de 10 mm, ce qui est en très bon accord avec le pourcentage de variation calculé par le modèle de contact (cf. Section 4.2.1).

D'autre part, l'allure de la pénétration de la bande de roulement, et donc de la variation de volume de la cavité, est similaire à l'allure de la pression mesurée au fond de la cavité. Cette observation conforte l'hypothèse que la pénétration du pneumatique lors du contact avec la cavité a une forte influence sur la variation de pression au fond de celle-ci.

### 4.2.2.4 Implémentation dans le modèle numérique

La vitesse considérée étant toujours de 10 m/s, la pénétration de la membrane en fonction du temps est obtenue en divisant la distance parcourue par la vitesse, puis en adaptant le pas de temps et le début de la pénétration aux divers paramètres spatiaux et temporels du modèle CFD en 3D. Le déplacement du piston est supposé égal à la pénétration dans la cavité et est tracé Figure 4.11 a (trait en pointillés, sans traitement).

La pression calculée avec cette variation de volume est montrée Figure 4.12 (trait en pointillés, sans traitement). Le signal de pression présente une montée irrégulière durant la fermeture progressive de la cavité qui présente du bruit, ainsi qu'une chute de pression (comportement arrondi dans la Figure 4.12, sans traitement). Ceci est dû à la discontinuité au début et à la fin de la variation de volume mesurée. D'autre part, au cours de la phase palier, des oscillations de pression sont constatées (comportement encadré dans la Figure 4.12, sans traitement) et sont liées aux fluctuations dans le signal de déplacement associé (Figure 4.11 b, sans traitement).

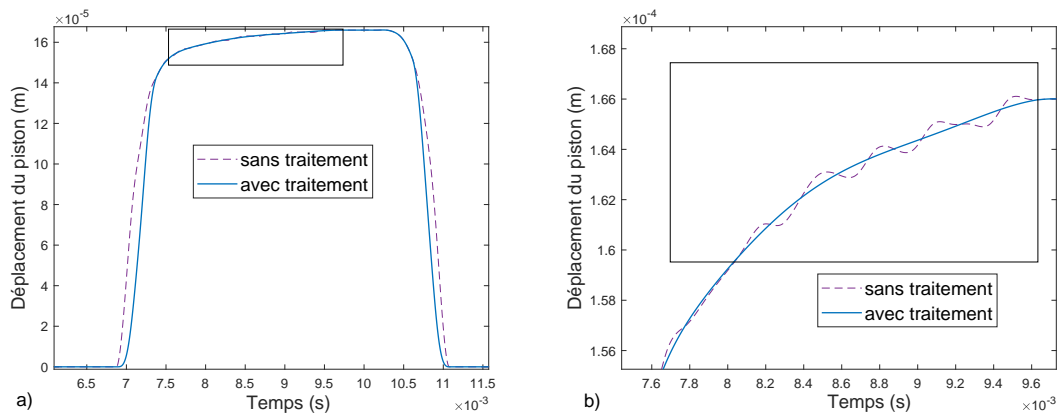


Figure 4.11 – a) Déplacement du fond de la cavité en fonction du temps ( $d=5$  mm,  $L_0=10$  mm,  $v=10$  m/s) issu de la mesure de la pénétration de la bande de roulement du pneumatique directement sur le banc d’essai, présenté avec et sans traitement du signal, b) zoom sur le déplacement durant le parcours de la zone de contact.

Pour cela, on se propose de modifier le déplacement du piston issu de la mesure afin d’avoir une fermeture plus progressive de la cavité, et d’éliminer les artefacts au cours de la phase palier. Un changement similaire sera également appliqué sur la phase de détente pour une ouverture plus progressive. Le traitement consiste à multiplier les parties gauche et droite (phases de compression et de détente) par une fenêtre de Tukey<sup>1</sup> (Figure 4.11 a, avec traitement), puis à interpoler la phase palier mesurée par un polynôme de degré 10 pour obtenir un signal plus régulier (Figure 4.11 b, avec traitement). La Figure 4.12 (trait continu, avec traitement) montre le signal de pression 3D calculée correspondant au déplacement du piston modifié.

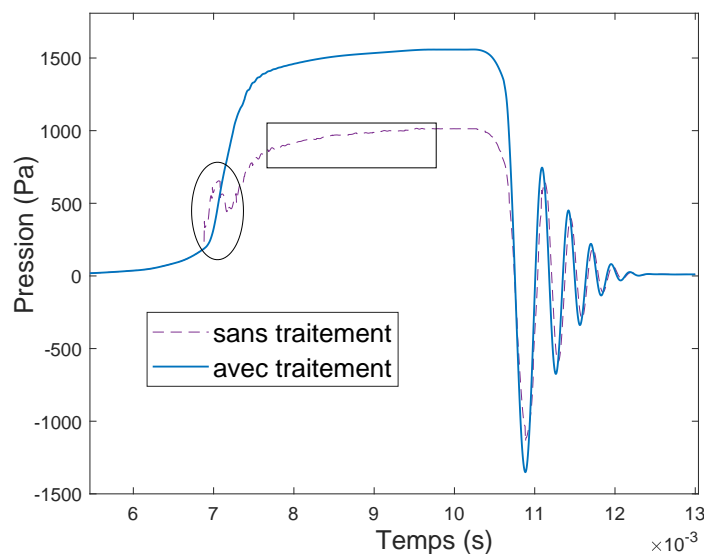


Figure 4.12 – Pression calculée au fond de la cavité avec et sans traitement du déplacement mesuré. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $v = 10$  m/s,  $\Delta V/V_0 = 1,6\%$  mesurée sur banc d’essai.

1. La fenêtre de Tukey est présentée Chapitre 2, Section 2.3.2.1.

## 4.2. Détermination de la variation de volume de la cavité

Le signal de pression est amélioré suite au traitement effectué sur le déplacement du piston. La pression au fond de la cavité est donc très sensible au signal de déplacement durant les phases de fermeture et d'ouverture progressives de la cavité. En comparant Figure 4.13 a) le résultat avec celui mesuré, l'accord est bien plus satisfaisant qu'en utilisant le modèle de contact pour estimer la variation de volume. La pression maximale moyenne atteinte (1530 Pa) est très proche de celle

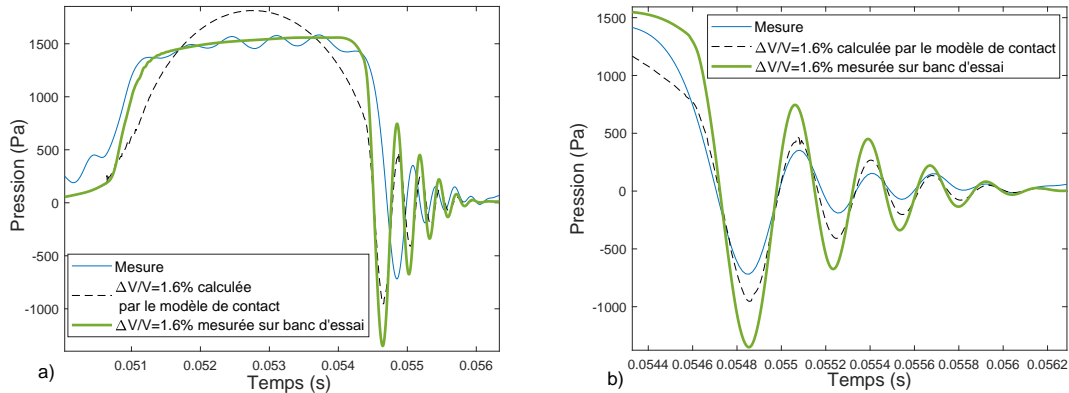


Figure 4.13 – a) Comparaison des essais aux calculs avec variations de volume issues de la mesure ou du modèle de contact ( $\Delta V/V_0 = 1,6\%$ ); b) signaux ajustés en temps pour la comparaison de l'oscillateur de Helmholtz. Cas 3D du pneu de karting 114/55 R5,  $d=5$  mm,  $L_0=10$  mm,  $v=10$  m/s,  $P=1000$  N. Le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré.

mesurée (1504 Pa). La forme et la durée du palier sont aussi proches de la mesure. En ce qui concerne la phase de détente, la Figure 4.13 b) montre également un bon accord. La Figure 4.14 montre la fréquence et l'amplitude des oscillations de pression pour le calcul et la mesure. L'amplitude des oscillations calculée est supérieure à celle mesurée, mais leurs fréquences instantanées  $FRI_1$  sont très proches. Le nombre d'oscillations est le même (4 périodes).

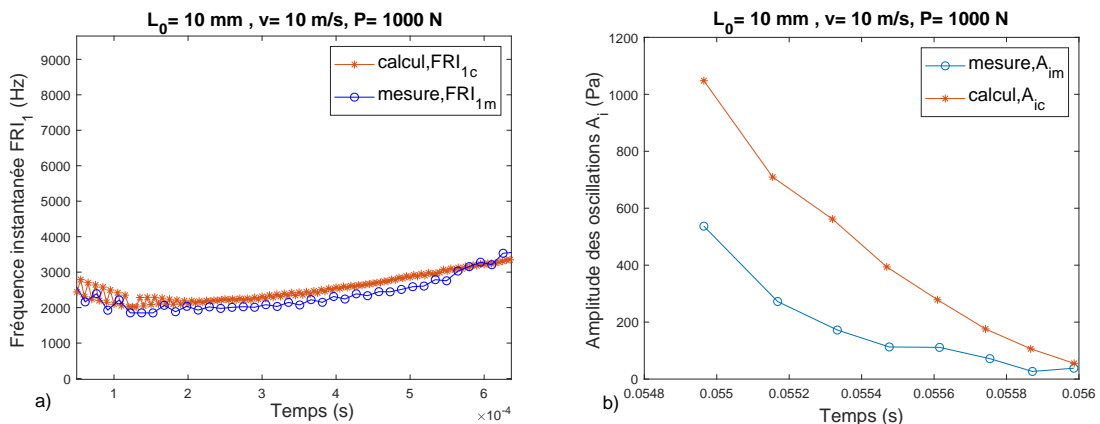


Figure 4.14 – Comparaison essais/calculs pour les oscillations de pression à la détente ( $\Delta V/V_0 = 1,6\%$ , mesurée) : a) fréquence instantanée (le temps représenté sur l'axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations); b) amplitude. Cas 3D du pneu de karting 114/55 R5;  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N.

Dans la suite, la pénétration mesurée est privilégiée sur celle calculée pour la comparaison essais/calculs. La pénétration, mesurée en statique, est supposée indépendante de la profondeur de la cavité et de la vitesse.

### 4.3 Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques

Dans cette partie, les calculs 3D sont tout d'abord effectués sur la base du modèle présenté dans la Section 4.1<sup>2</sup> en faisant varier la profondeur de la cavité selon  $L_0 = [1;5;10;20;30]$  (mm) pour une vitesse de roulement  $v = 10$  m/s. Ensuite, la profondeur est fixée à  $L_0 = 10$  mm et la vitesse varie selon  $v = [5;7,5;10;12,5;15]$  (m/s). La variation de volume utilisée est celle issue de la mesure de la pénétration de la bande de roulement du pneu directement sur le banc d'essai. Dans la suite, les résultats du modèle sont comparés aux mesures pour ces différentes configurations.

#### 4.3.1 Effet de la profondeur de la cavité

##### 4.3.1.1 Effet de la profondeur de la cavité sur la phase palier

La pression d'air dynamique calculée au fond de la cavité au cours de la phase de compression est présentée Figure 4.15 pour toutes les profondeurs testées à  $v = 10$  m/s et comparée avec les mesures. Les pressions paliers correspondantes  $p_{palier,c}$  (calculées) et  $p_{palier,m}$  (mesurées) sont tracées en fonction de la profondeur sur la Figure 4.16 a et résumées dans le Tableau 4.1. L'erreur  $\epsilon_m$  par rapport à la pression mesurée  $p_{palier,m}$  est donnée dans ce même Tableau.

$L_0$ (mm)	1	5	10	20	30
$p_{palier,c}$ (Pa)	5264	2044	1533	1157	952
$p_{palier,m}$ (Pa)	5261	2310	1505	906	854
$\epsilon_m$ (%)	0,05	11,5	1,9	27,7	11,5

Tableau 4.1 – Comparaison des pressions paliers calculées  $p_{palier,c}$  et mesurées  $p_{palier,m}$  pour toutes les profondeurs testées. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N.

L'effet de la profondeur de la cavité sur la pression palier est similaire dans les deux cas (mesuré et calculé). Cette similarité est qualitative et quantitative : d'une part, les pressions d'air mesurée et calculée diminuent si la profondeur de la cavité augmente. D'autre part, les valeurs des pressions paliers atteintes par la mesure et le calcul sont proches. Particulièrement, d'après la Figure 4.15, les différences les plus faibles concernant l'allure des signaux sont trouvées pour  $L_0 = [10;20;30]$  (mm). D'après la Figure 4.16 a et le Tableau 4.1, les erreurs les plus faibles pour la pression palier  $p_{palier}$  sont observées pour  $L_0 = 1$  mm ( $\epsilon_m = 0,05\%$ ) et  $L_0 = 10$  mm ( $\epsilon_m = 1,9\%$ ).

D'autre part, on remarque que la pression palier  $p_{palier}$ , ainsi que la différence de pression générée à l'ouverture de la cavité,  $\Delta p = p_{palier} - p_{detente}$ , diminuent de façon non-linéaire avec la profondeur de la cavité. Un résultat identique est trouvé pour les mesures (Figures 4.16 a et b). On suppose alors que  $p_{palier}$  et  $\Delta p$  varient avec la profondeur  $L_0$  selon une loi de puissance de type  $\beta_i L_0^{\alpha_i}$  :

$$p_{palier} = \beta_1 L_0^{\alpha_1} \quad (4.2)$$

$$\Delta p = \beta_2 L_0^{\alpha_2} \quad (4.3)$$

2. Pour la vitesse  $v = 5$  m/s, le nombre de Reynolds est inférieur au régime limite de turbulence ( $Re = 3,32.10^5 < 5.10^5$ ). Cependant le modèle  $k - \omega$  SST est toujours utilisé pour la modélisation du pompage d'air car ce dernier est un phénomène complexe caractérisé par la collision de tourbillons dans la cavité (cf. Chapitre 1, Section 1.3.3 (Kim *et al.*, 2006)) et donc la turbulence de l'écoulement est justifiée par le caractère tourbillonnaire du pompage d'air.

### 4.3. Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques

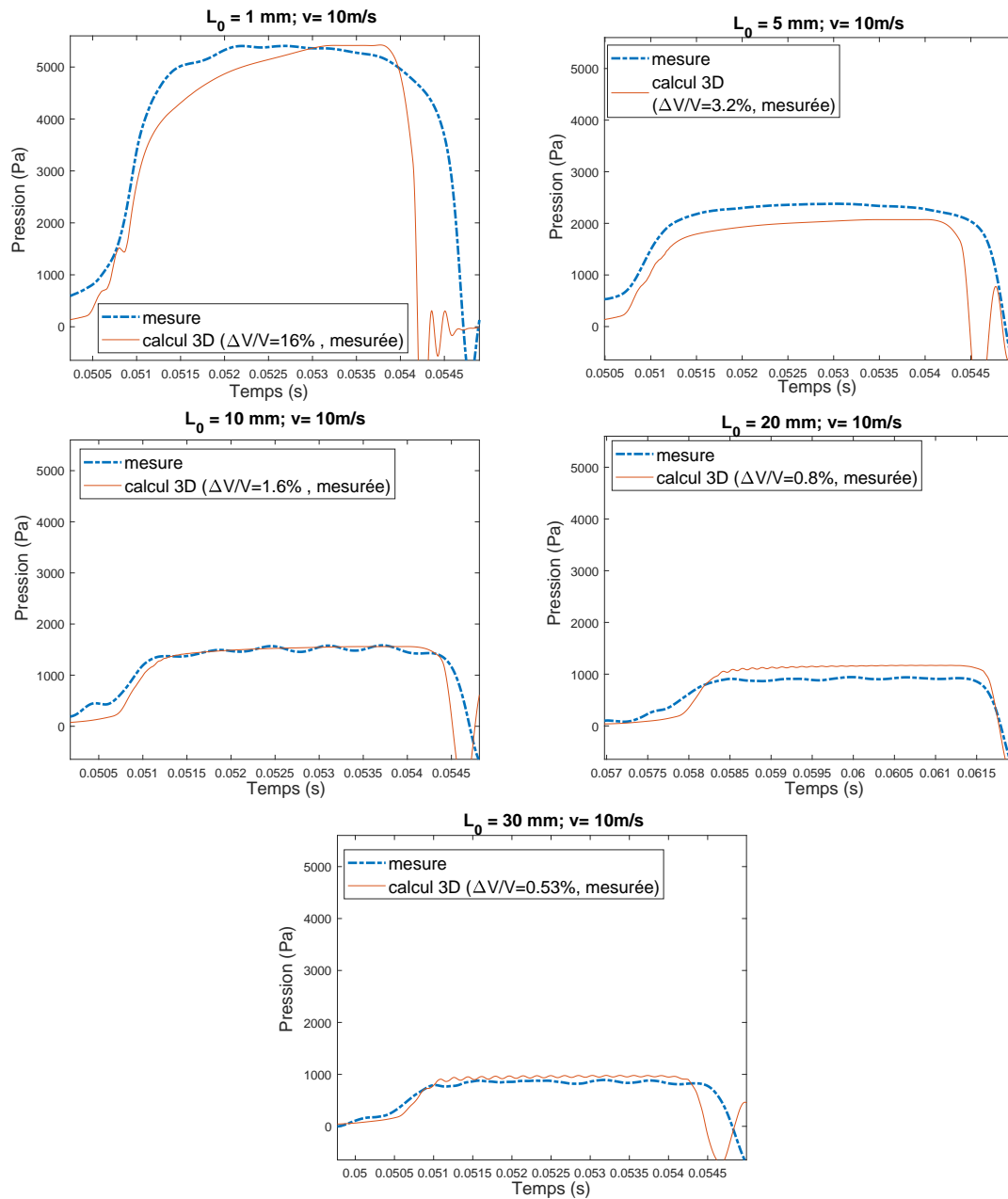


Figure 4.15 – Comparaison des pressions d’air mesurées et calculées au fond de la cavité durant la phase de compression. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5 \text{ mm}$ ,  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $P = 1000 \text{ N}$ , variation de volume  $\Delta V/V$  mesurée sur banc d’essai.

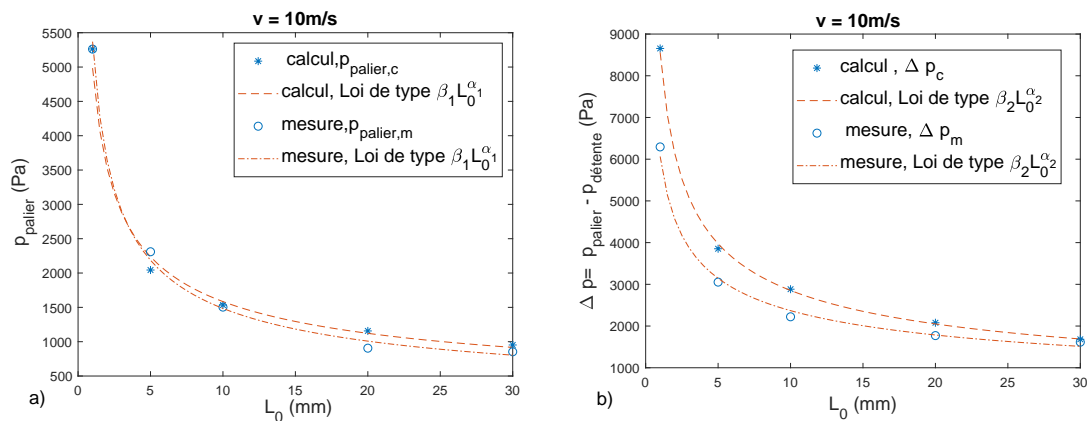


Figure 4.16 – a) Pression palier  $p_{palier}$  et b) différence de pression à l’ouverture de la cavité  $\Delta p = p_{palier} - p_{detente}$ , calculées en fonction de la profondeur de la cavité  $L_0$  et comparées avec la mesure. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N.

En prenant le logarithme des équations (4.2) et (4.3), on obtient :

$$\ln(p_{palier}) = \alpha_1 \ln(L_0) + \ln(\beta_1) \tag{4.4}$$

$$\ln(\Delta p) = \alpha_2 \ln(L_0) + \ln(\beta_2) \tag{4.5}$$

Une régression linéaire sur  $\ln(p_{palier})$  et  $\ln(\Delta p)$  est alors utilisée pour déterminer les valeurs de  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $\alpha_2$  et  $\beta_2$  en utilisant les pressions calculées (Figures 4.17 a et 4.18 a) et mesurées (Figure 4.17 b et 4.18 b), pour la vitesse de 10 m/s. Le Tableau 4.2 résume les valeurs de  $\alpha_i$  et de  $\beta_i$  associées, ainsi que les valeurs du coefficient de détermination  $R^2$  de la régression linéaire correspondante à chaque cas. Le coefficient de détermination  $R^2$  de la régression linéaire est trouvé proche de 1 ( $R^2 = 0,99$ ) pour les cas calculé et mesuré, indiquant une bonne qualité de prédiction de la régression linéaire.

On remarque que les valeurs de  $\alpha_i$  sont proches de -0,5, pour les valeurs calculées de la pression palier  $p_{palier,c}$  et pour la différence de pression associée  $\Delta p_c$ . Ce résultat est proche de celui trouvé pour les valeurs mesurées de la pression palier  $p_{palier,m}$  et de la différence de pression associée  $\Delta p_m$ . On peut alors déduire que la pression palier ainsi que la différence de pression associée générée au fond de la cavité à l’ouverture sont inversement proportionnelles à la racine carrée de la profondeur de la cavité.

		calcul	mesure
$p_{palier}$	$\alpha_1$	-0,50	-0,56
	$\beta_1$	4985	5370
	$R^2$	0,99	0,99
$\Delta p$	$\alpha_2$	-0,48	-0,41
	$\beta_2$	8559	6065
	$R^2$	0,99	0,99

Tableau 4.2 – Valeurs de  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$  et du coefficient de détermination  $R^2$  de la régression linéaire, trouvées à partir des données calculées (colonne 2, calcul) et mesurées (colonne 3, mesure). Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N.

### 4.3. Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques

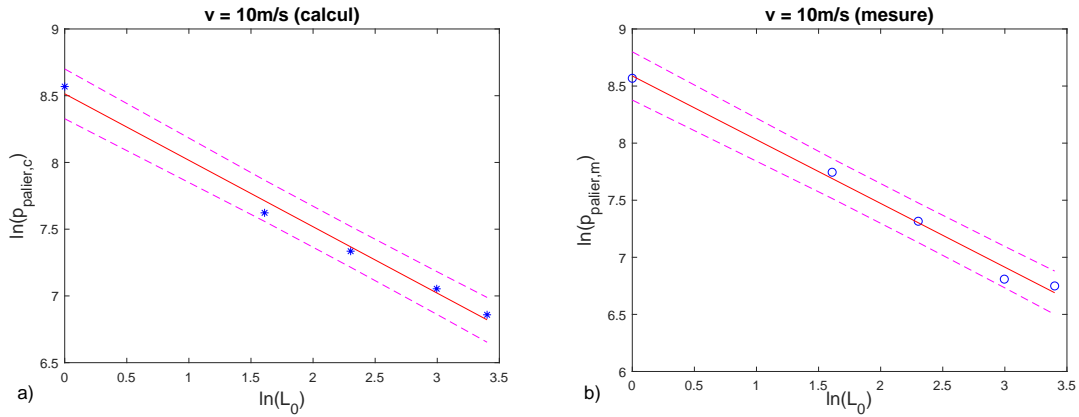


Figure 4.17 – Régression linéaire calculée pour trouver les valeurs de  $\alpha_1$  et  $\beta_1$ , à partir de a)  $p_{\text{palier},c}$  b)  $p_{\text{palier},m}$ , associées à la Figure 4.16 a. (–) droite de régression, (– –) intervalle de prédiction à 95%. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N.

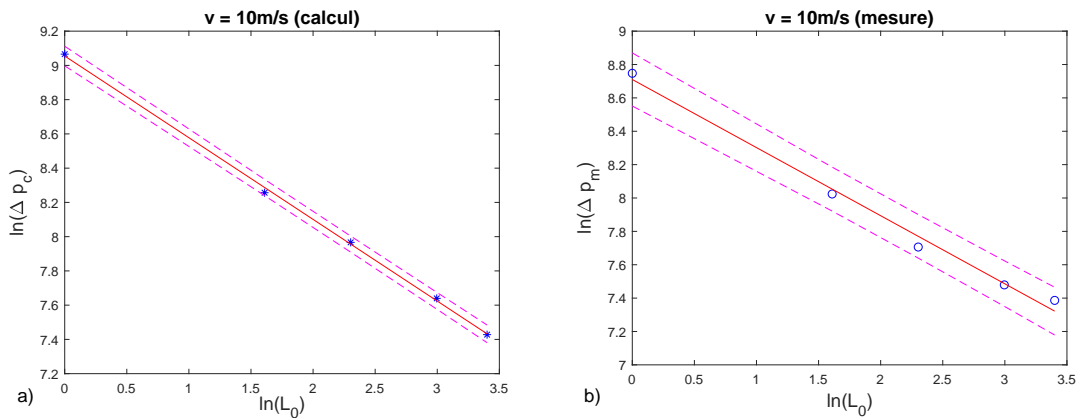


Figure 4.18 – Régression linéaire calculée pour trouver les valeurs de  $\alpha_2$  et  $\beta_2$ , à partir de a)  $\Delta p_c$  b)  $\Delta p_m$ , associées à la Figure 4.16 b. (–) droite de régression, (– –) intervalle de prédiction à 95%. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N.



D'autre part, à la fois pour la mesure et le calcul, la pression palier tend à se stabiliser lorsque la profondeur augmente. Les oscillations du palier dans le signal calculé pour  $L_0 = 30$  mm (Figure 4.15) représentent la résonance acoustique de la cavité totalement fermée. La fréquence de résonance observée ( $f \approx 5515$  Hz) correspond à la théorie ( $f \approx 5747$  Hz, d'après l'équation (1.1) avec  $c = 343$  m/s et  $L = 29,84$  mm (profondeur de la cavité de 30 mm moins le déplacement maximal du piston de 0,16 mm)). Étant donné que ces oscillations sont surtout observées pour les profondeurs de 20 et 30 mm, on peut déduire que la résonance de la cavité se développe avec l'augmentation de la profondeur et n'est pas importante pour les cavités de profondeur inférieure à 20 mm.

#### 4.3.1.2 Effet de la profondeur de la cavité sur la phase de détente

Les oscillations de pression calculées à la détente au fond de la cavité sont présentées pour toutes les profondeurs testées à  $v = 10$  m/s sur la Figure 4.19 a et leurs fréquences instantanées correspondantes sont également présentées Figure 4.19 b en fonction de la distance parcourue par rapport au point de départ des oscillations. On remarque que la fréquence des oscillations augmente alors que leur nombre et leur amplitude à partir de l'ouverture complète de la cavité diminuent lorsque la profondeur de la cavité diminue. Ce résultat est aussi trouvé dans les mesures (cf. Figures 3.30, 3.31 et 3.32,  $v = 10$  m/s).

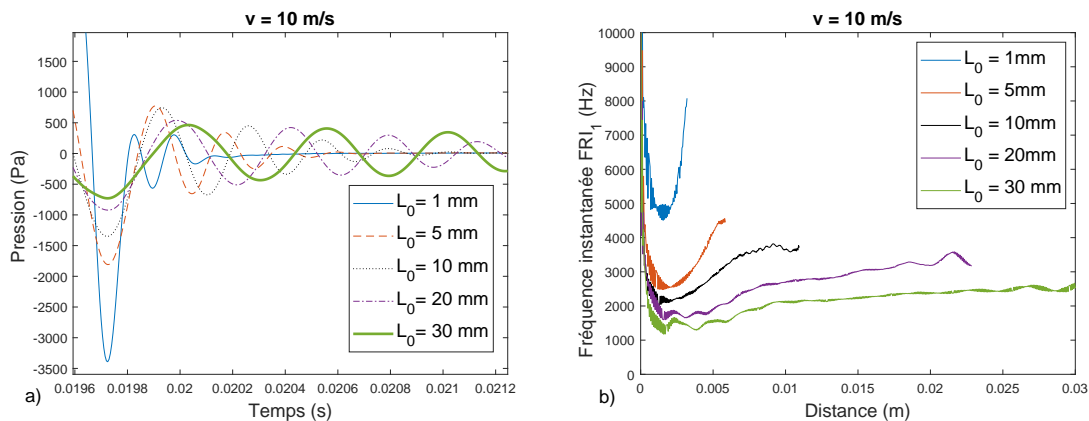


Figure 4.19 – a) Oscillations de pression d'air calculées au fond de la cavité durant la phase de détente pour différentes profondeurs ; b) fréquences instantanées correspondantes. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N, variation de volume  $\Delta V/V$  mesurée sur banc d'essai.

Les oscillations de pressions calculées sont comparées avec la mesure Figure 4.20 pour toutes les profondeurs testées à  $v = 10$  m/s. D'un point de vue quantitatif, l'accord essais/calculs est satisfaisant pour le nombre d'oscillations (cf. Figures 4.20) et la fréquence instantanée (cf. Figures 4.21 a et 4.22 a, sauf pour la profondeur de 1 mm pour laquelle la fréquence calculée est supérieure à celle mesurée). Leur amplitude est par contre plus grande que celle mesurée (cf. Figures 4.21 b), sauf pour la cavité de 30 mm de profondeur (Figure 4.22 b) où l'amplitude calculée est très proche de la mesure. Les différences d'amplitudes, mesurée et calculée, pour la cavité de 20 mm sont aussi négligeables par rapport aux autres profondeurs (cf. Figure 4.22 b).

### 4.3. Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques

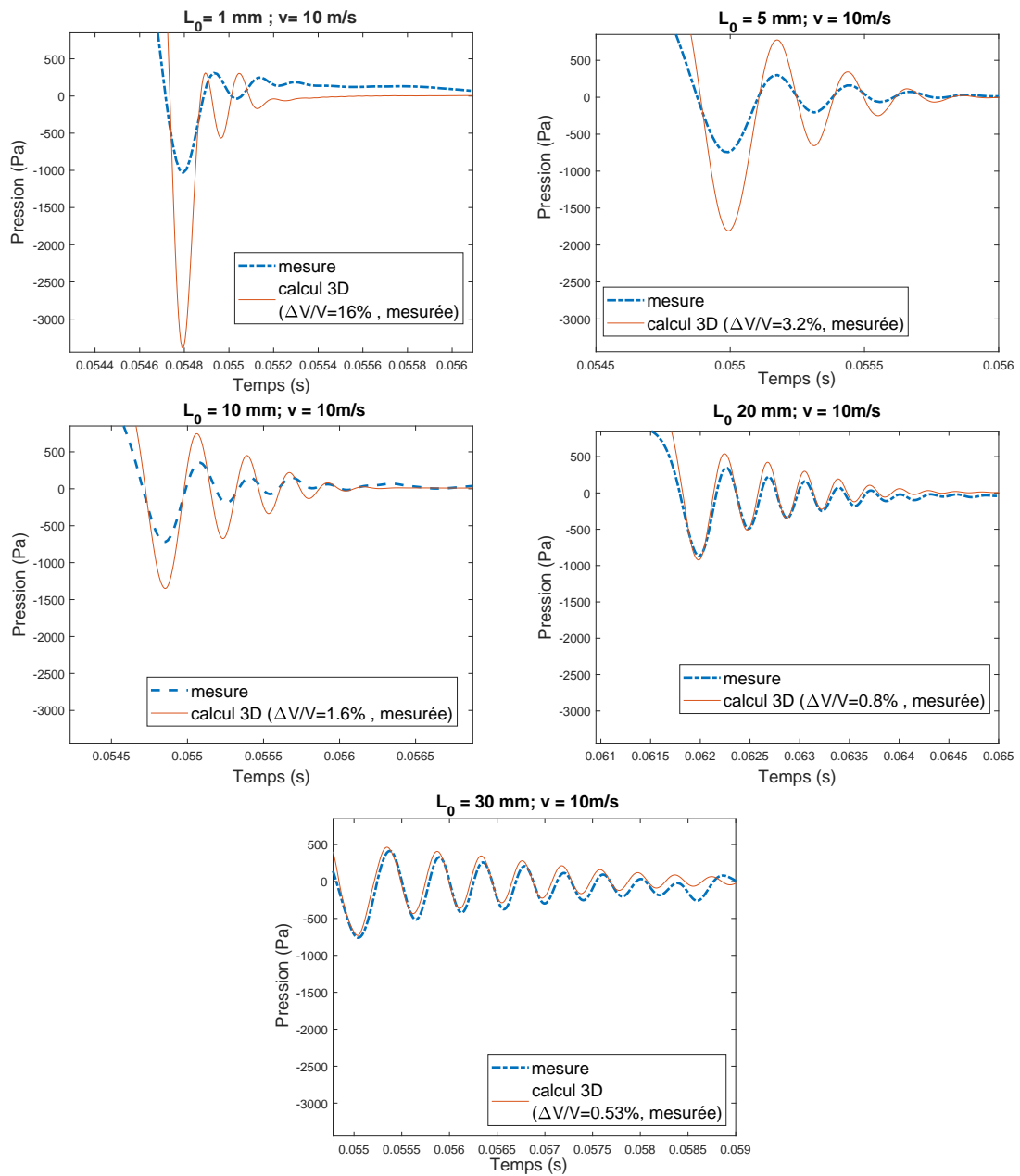


Figure 4.20 – Comparaison des oscillations de pressions d’air mesurées et calculées au fond de la cavité durant la phase de détente. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d=5 \text{ mm}$ ,  $v=10 \text{ m/s}$ ,  $P=1000 \text{ N}$ , variation de volume  $\Delta V/V$  mesurée sur banc d’essai.

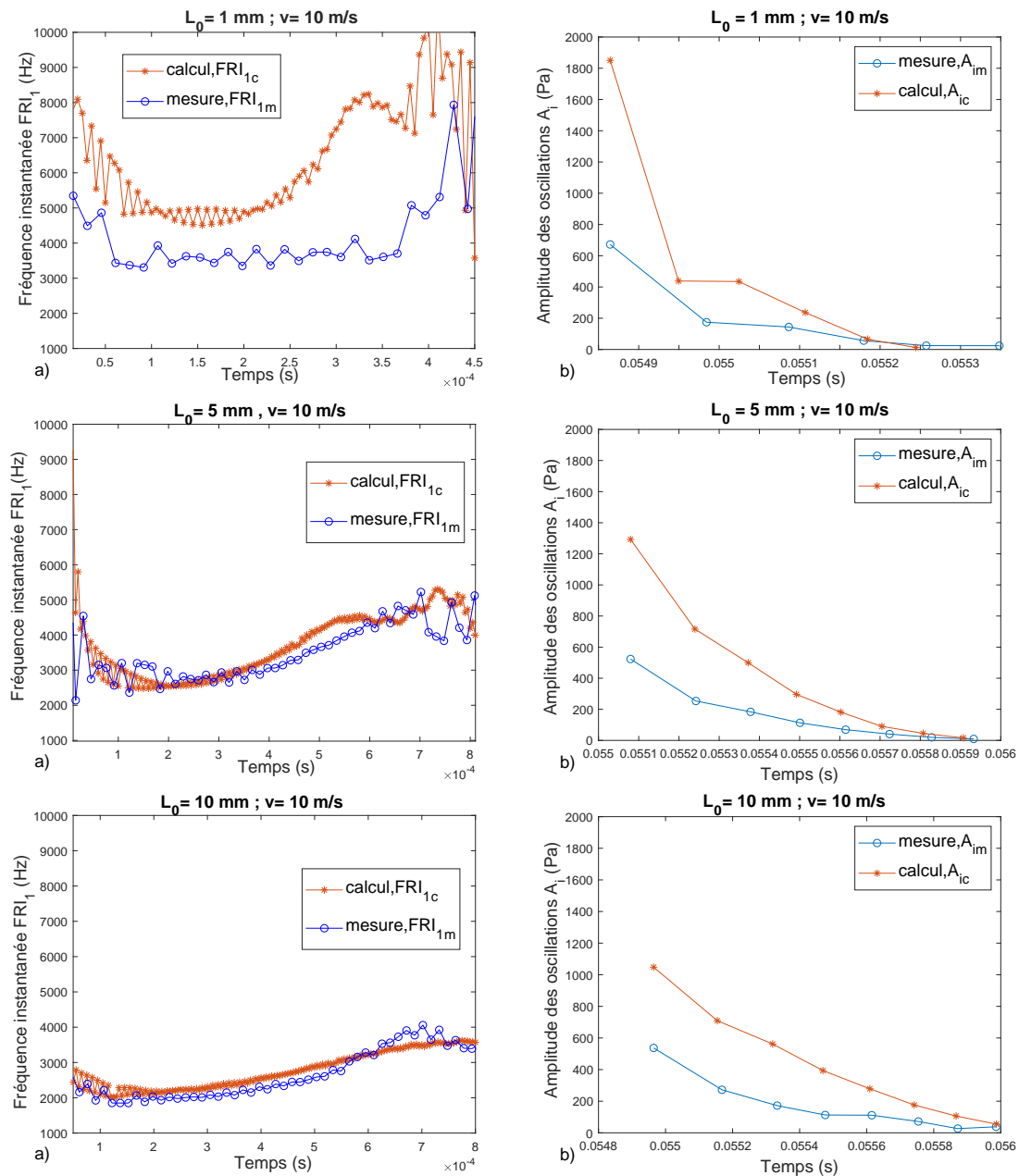


Figure 4.21 – Comparaison des oscillations de pressions d’air dynamique calculée en 3D et mesurée au fond de la cavité durant la phase de détente : a) fréquences instantanées  $FRI_1$  (le temps représenté sur l’axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations) ; b) amplitudes  $A_i$ . Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d=5$  mm,  $L_0=[1;5;10]$  (mm) ,  $v=10$  m/s,  $P=1000$  N, variation de volume mesurée.

### 4.3. Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques

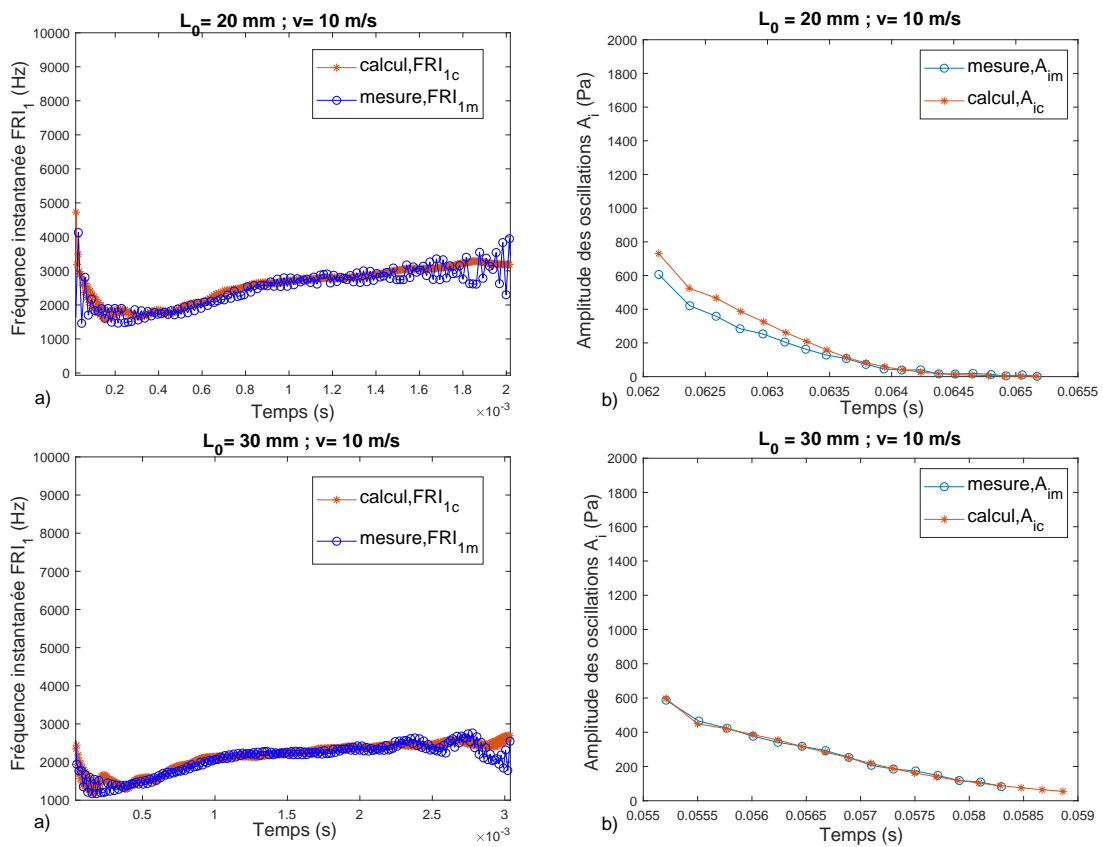


Figure 4.22 – Comparaison des oscillations de pressions d’air dynamique calculée en 3D et mesurée au fond de la cavité durant la phase de détente : a) fréquences instantanées  $FRI_1$  (le temps représenté sur l’axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations) ; b) amplitudes  $A_i$ . Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d=5$  mm,  $L_0=[20;30]$  (mm) ,  $v=10$  m/s,  $P=1000$  N, variation de volume mesurée.

D'autre part, considérons le ratio  $r_{A/p}$ , défini dans le Chapitre 3 (Section 3.3.4.2), et représentant le rapport entre la pression au fond de la cavité après son ouverture complète<sup>3</sup> et la pression au fond de la cavité durant la phase palier  $p_{palier}$ . La Figure 4.23 montre la variation de  $r_{A/p}$  en fonction de la profondeur pour  $v = 10$  m/s obtenue à partir des pressions calculées, ainsi que la comparaison avec la variation de  $r_{A/p}$  obtenue à partir des mesures (cf. Figure 3.34). Le rapport obtenu à partir des données calculées augmente avec la profondeur de la cavité pour  $L_0 \leq 10$  mm, puis il tend à se stabiliser pour les profondeurs plus élevées. Cette variation n'est pas en accord avec le résultat obtenu à partir des données mesurées pour lequel le rapport entre ces deux pressions augmente strictement avec l'augmentation de la profondeur entre 1 mm et 30 mm. Les valeurs de  $r_{A/p}$  diffèrent aussi entre les essais et les calculs sauf pour  $L_0 = 20$  mm. Ces écarts sont dus aux différences obtenues entre les résultats numériques et expérimentaux pour la pression palier et l'amplitude des oscillations. En particulier, pour  $L_0 = 20$  mm et  $v = 10$  m/s, le signal calculé est proche du signal mesuré dans les deux phases, palier et détente, donnant ainsi un bon accord essais/calculs pour le rapport  $r_{A/p}$ .

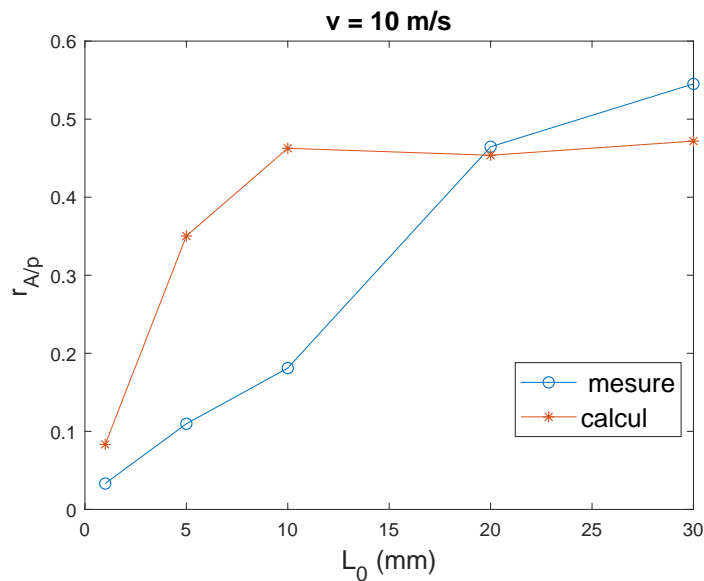


Figure 4.23 – Ratio  $r_{A/p}$  entre l'amplitude de la pression calculée au fond de la cavité après son ouverture totale  $A_2$  et la pression calculée au fond de la cavité durant la phase palier  $p_{palier}$ , en fonction de la profondeur de cavité  $L_0$  et pour  $v = 10$  m/s. Le résultat est comparé avec les valeurs trouvées à partir des données mesurées. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $P = 1000$  N.

Pour conclure, l'accord essai/calcul est globalement satisfaisant pour la vitesse de 10 m/s car les différences entre les signaux de pression dans leur totalité (phases de palier et de détente) sont acceptables pour toutes les profondeurs calculées. Ce constat est valable pour la forme du signal de pression, la durée du palier, la pression palier, la fréquence et le nombre des oscillations à la détente. L'amplitude des oscillations calculées est par contre plus grande que celle de oscillations mesurées, sauf pour la cavité de 30 mm de profondeur.

3. On rappelle que  $r_{A/p} = A_2^{L_0} / p_{palier}$  avec  $A_2$  la valeur de l'amplitude  $A_i(t)$  des oscillations après l'ouverture complète de la cavité.  $A_2$  correspond alors à la deuxième valeur de  $A_i$  pour chaque cas présenté Figures 4.21 b et 4.22 b.

### 4.3.2 Effet de la vitesse

#### 4.3.2.1 Effet de la vitesse sur la phase palier

La pression d'air calculée au fond de la cavité de 10 mm de profondeur est présentée pour toutes les vitesses testées Figure 4.24. Les pressions calculées sont comparées avec la mesure sur la Figure 4.25 et les pressions paliers correspondantes sont tracées en fonction de la vitesse de roulement sur la Figure 4.26 a. L'erreur  $\epsilon_m$  par rapport à la pression mesurée est donnée dans le Tableau 4.3.

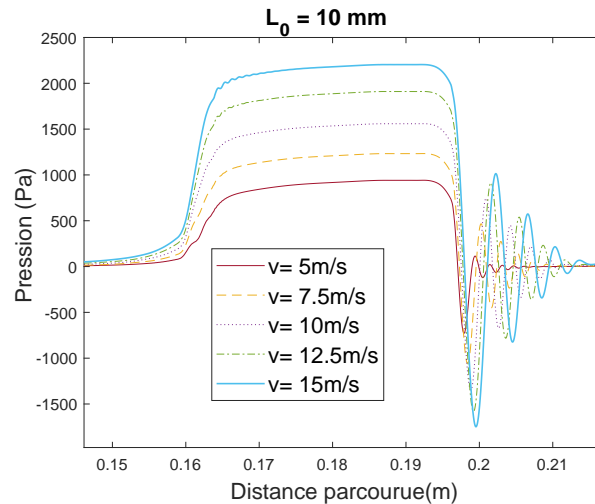


Figure 4.24 – Pressions d'air calculées au fond de la cavité pour différentes vitesses. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $P = 1000$  N, variation de volume  $\Delta V/V$  mesurée sur banc d'essai.

$v$ (m/s)	5	7,5	10	12,5	15
$p_{palier,c}$ (Pa)	918	1217	1533	1896	2188
$p_{palier,m}$ (Pa)	1102	1327	1505	1598	1777
$\epsilon_m$ (%)	16,7	8,3	1,9	18,6	23,1

Tableau 4.3 – Comparaison des pressions paliers calculées  $p_{palier,c}$  et mesurées  $p_{palier,m}$  pour toutes les vitesses testées. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $P = 1000$  N.

Globalement, les phénomènes physiques sont bien reproduits avec le modèle (la pression palier augmente avec la vitesse de roulement) et les signaux de pression calculés sont du même ordre de grandeur que ceux mesurés au cours de la phase palier. Cependant, l'accord quantitatif essai/calcul le plus satisfaisant est obtenu pour la vitesse de 10 m/s (cf. Figure 4.26 a et Tableau 4.3), pour laquelle l'erreur par rapport à la mesure est  $\epsilon_m = 1,9$  %. L'erreur pour les autres vitesses est plus élevée (Tableau 4.3). D'une part, cette différence pourrait s'expliquer par les incertitudes de mesure causées par la vibration du dispositif expérimental, surtout avec l'augmentation de la vitesse. D'autre part, l'écart avec la mesure pourrait aussi être dû à la méthode d'estimation de la variation de volume qui se base sur une mesure en statique et pas en dynamique.

D'autre part, la différence de pression générée à l'ouverture de la cavité,  $\Delta p = p_{palier} - p_{detente}$ , augmente de façon quasi-linéaire avec la vitesse de roulement, comme pour les résultats mesurés (Figure 4.26 b).

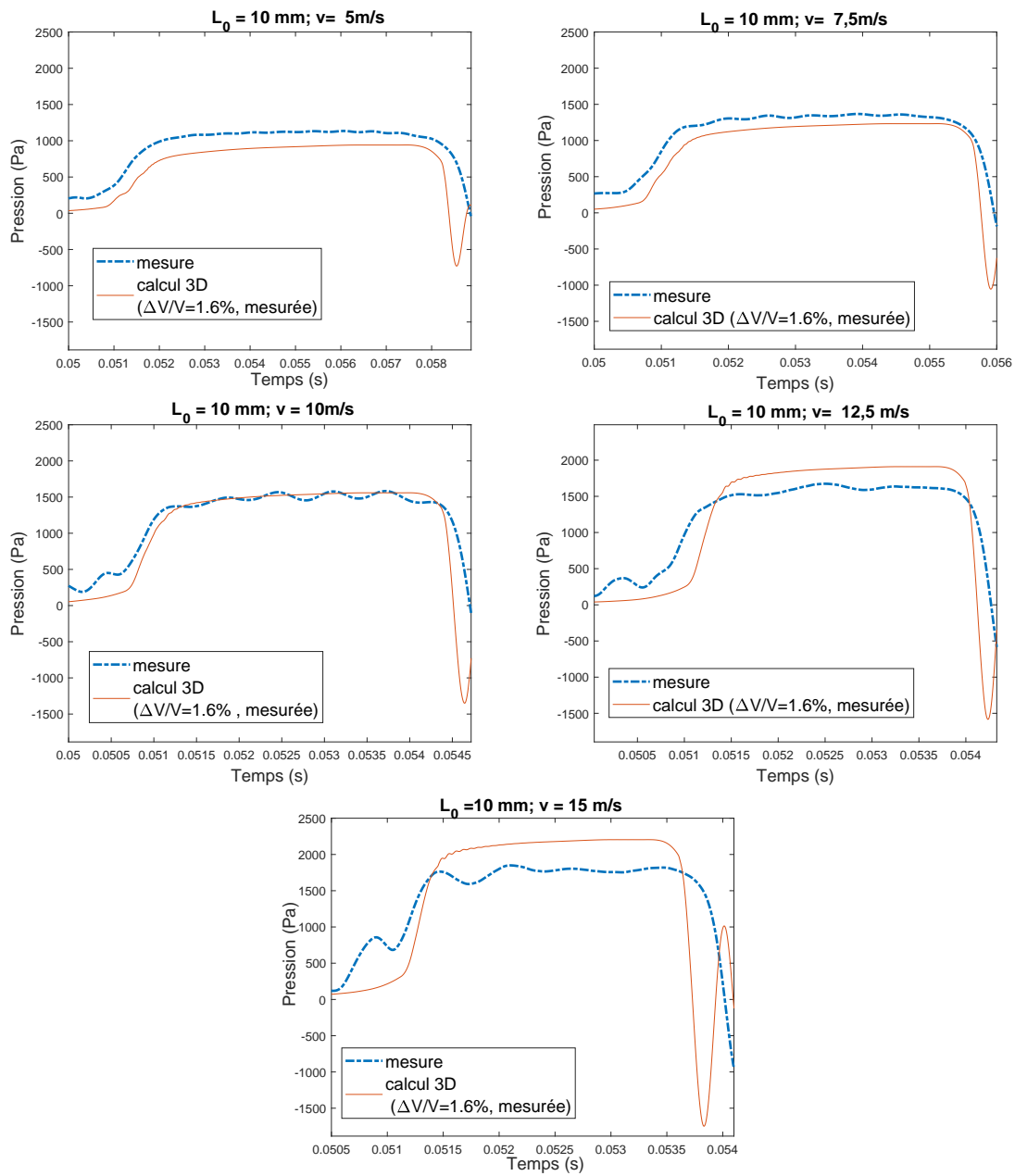


Figure 4.25 – Comparaison des pressions d’air mesurées et calculées au fond de la cavité durant la phase de compression. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $P = 1000$  N, variation de volume  $\Delta V/V$  mesurée sur banc d’essai.

### 4.3. Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques

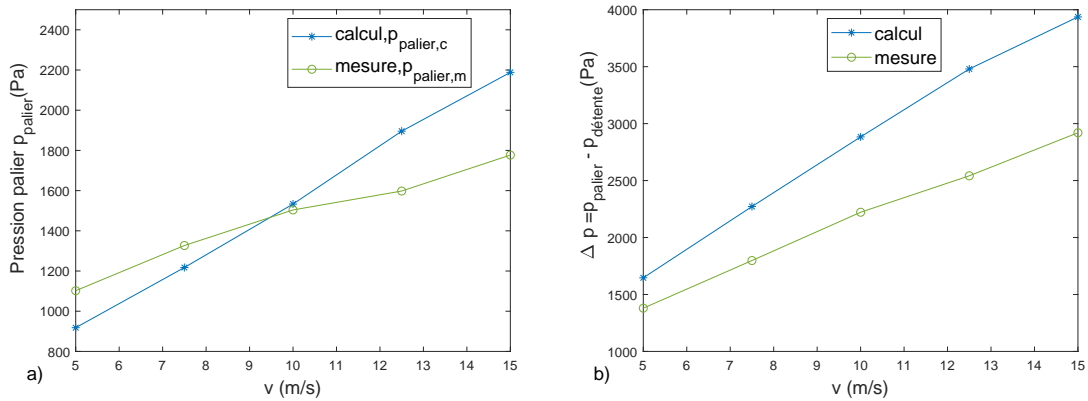


Figure 4.26 – a) Pression palier  $p_{palier}$  et b) différence de pression à l’ouverture de la cavité  $\Delta p = p_{palier} - p_{detente}$ , calculées en fonction de la vitesse de roulement et comparées avec la mesure. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $P = 1000$  N.

En reprenant le calcul effectué dans le Chapitre 3 (cf. Section 3.3.3.2), une régression linéaire est utilisée pour déterminer la valeur de l’exposant de vitesse  $k_{\Delta p}$ , pour la profondeur  $L_0 = 10$  mm (Figure 4.27).

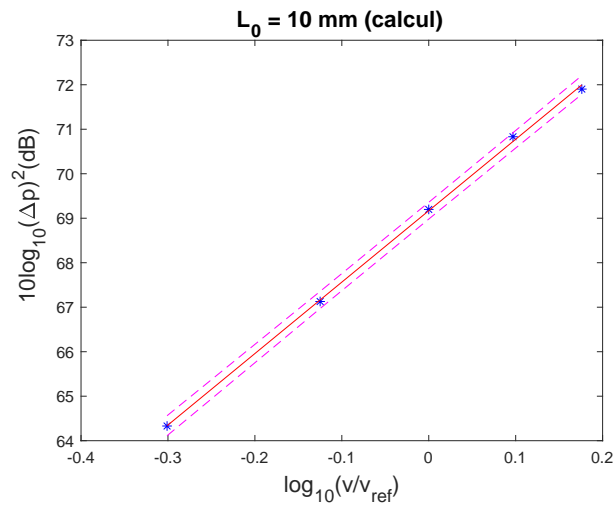


Figure 4.27 – Différence de pression  $\Delta p$  calculée à l’ouverture de la cavité en fonction de la vitesse. (–) droite de régression, (- - -) intervalle de prédiction à 95%. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d=5$  mm,  $L_0=10$  mm,  $P=1000$  N. La régression est effectuée pour calculer l’exposant de vitesse  $k_{\Delta p}$  reliant le carré de la différence de pression générée à l’ouverture de la cavité,  $(\Delta p)^2$ , à la vitesse  $v$ .

Le Tableau 4.4 résume les valeurs de  $k_{\Delta p}$  et de  $10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2$  associées (cf. Éq. (3.6)), ainsi que la valeur du coefficient de détermination  $R^2$  de la régression linéaire. Ce dernier est très proche de 1, indiquant une bonne qualité de prédiction de la régression linéaire. L’exposant de vitesse  $k_{\Delta p}$  obtenu à partir des pressions calculées est égal à 1,6 pour la profondeur de 10 mm, ce qui est très proche de  $k_{\Delta p} = 1,4$  obtenu à partir des pressions mesurées (cf. Tableau 3.2).



$k_{\Delta p}$	1,6
$10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2$	69,2
$R^2$	0,99

Tableau 4.4 – Exposant de vitesse  $k_{\Delta p}$ , niveau de pression à la vitesse de référence  $10 \log_{10}(\Delta p(v_{ref}))^2$  et coefficient de détermination  $R^2$  trouvés à partir des pressions calculées. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $P = 1000$  N.

#### 4.3.2.2 Effet de la vitesse sur la phase de détente

Les oscillations de pression calculées à la détente au fond de la cavité de  $L_0 = 10$  mm sont présentées pour toutes les vitesses testées sur la Figure 4.28 a. On remarque que l’amplitude des oscillations et leur fréquence augmentent avec la vitesse. Ce résultat est aussi trouvé pour les mesures (cf. Figures 3.23, 3.24 et 3.25 pour  $L_0 = 10$  mm). Les fréquences instantanées des oscillations sont également présentées Figure 4.28 b en fonction de la distance parcourue par rapport au point de départ des oscillations. Tout d’abord, on remarque que la fréquence augmente avec la vitesse pour les premières oscillations. Ensuite, pour  $v \geq 7,5$  m/s, la fréquence devient quasi-indépendante de la vitesse et tend vers une valeur limite (proche de 4000 Hz) après une certaine distance parcourue (8 mm environ) par rapport au point de départ des oscillations.

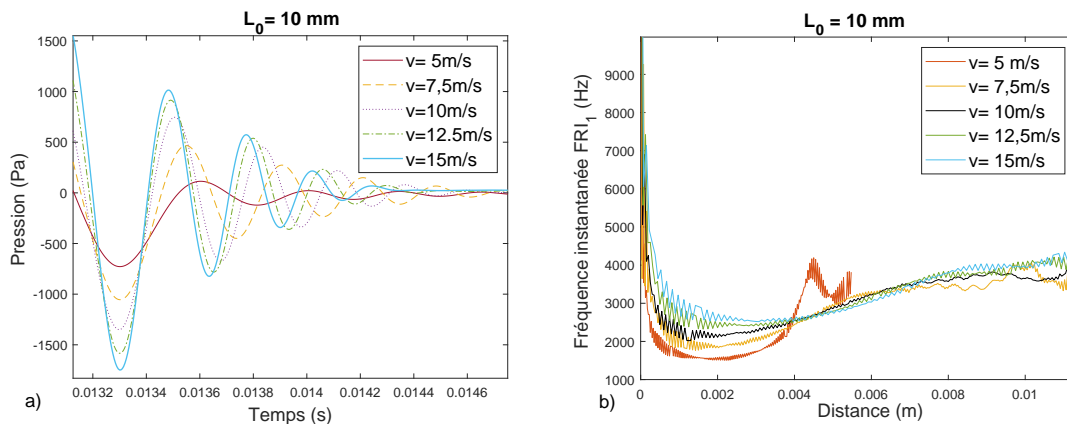


Figure 4.28 – a) Oscillations de pression d’air calculées au fond de la cavité durant la phase de détente pour différentes vitesses; b) fréquences instantanées correspondantes. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $P = 1000$  N, variation de volume  $\Delta V/V$  mesurée sur banc d’essai.

Les oscillations de pressions calculées sont comparées avec la mesure Figure 4.29. L’accord essais/calculs est satisfaisant en ce qui concerne le nombre d’oscillations et la fréquence instantanée (Figure 4.30 a et 4.31 a). Cependant, l’amplitude des oscillations avec le modèle est plus grande que celle mesurée (Figure 4.30 b et 4.31 b).

L’accord essai/calcul pour la profondeur de 10 mm est donc le plus satisfaisant pour la vitesse de 10 m/s pour la totalité du signal (phase de compression et de détente). Néanmoins, les valeurs de pressions palier calculées pour toutes les vitesses sont globalement du même ordre de grandeur que celles mesurées. Ce résultat est aussi vrai pour la forme du signal de pression, la durée du palier, la fréquence et le nombre des oscillations à la détente. Leur amplitude est par contre plus grande que celle mesurée.

Au final, d’après les résultats des Sections 4.3.1 et 4.3.2, l’introduction de la variation de volume de la cavité dans le modèle numérique due à la pénétration de la bande de roulement

### 4.3. Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques

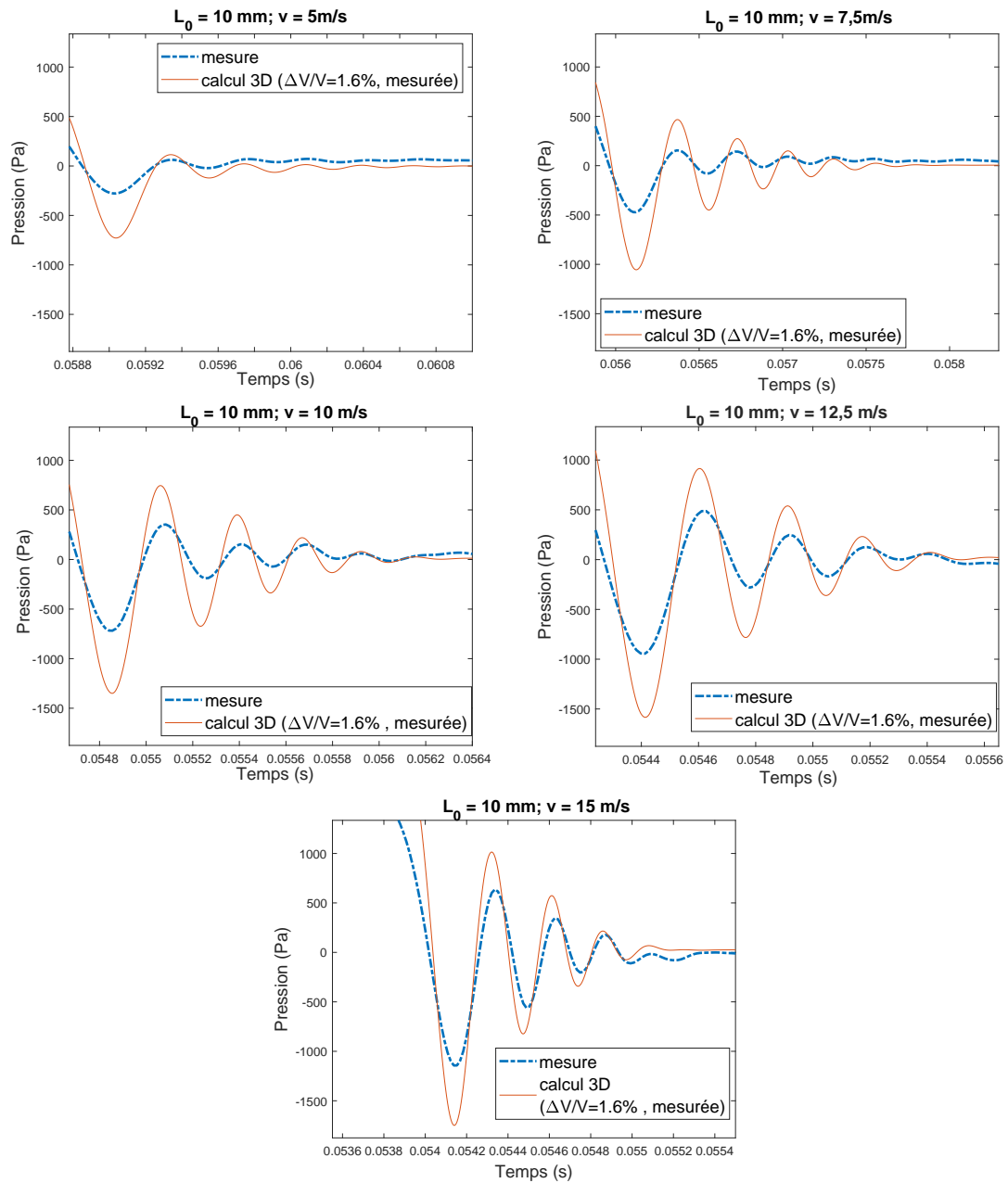


Figure 4.29 – Comparaison des oscillations de pressions d’air mesurées et calculées au fond de la cavité durant la phase de détente. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d=5$  mm,  $L_0=10$  mm,  $P=1000$  N, variation de volume  $\Delta V/V$  mesurée sur banc d’essai.

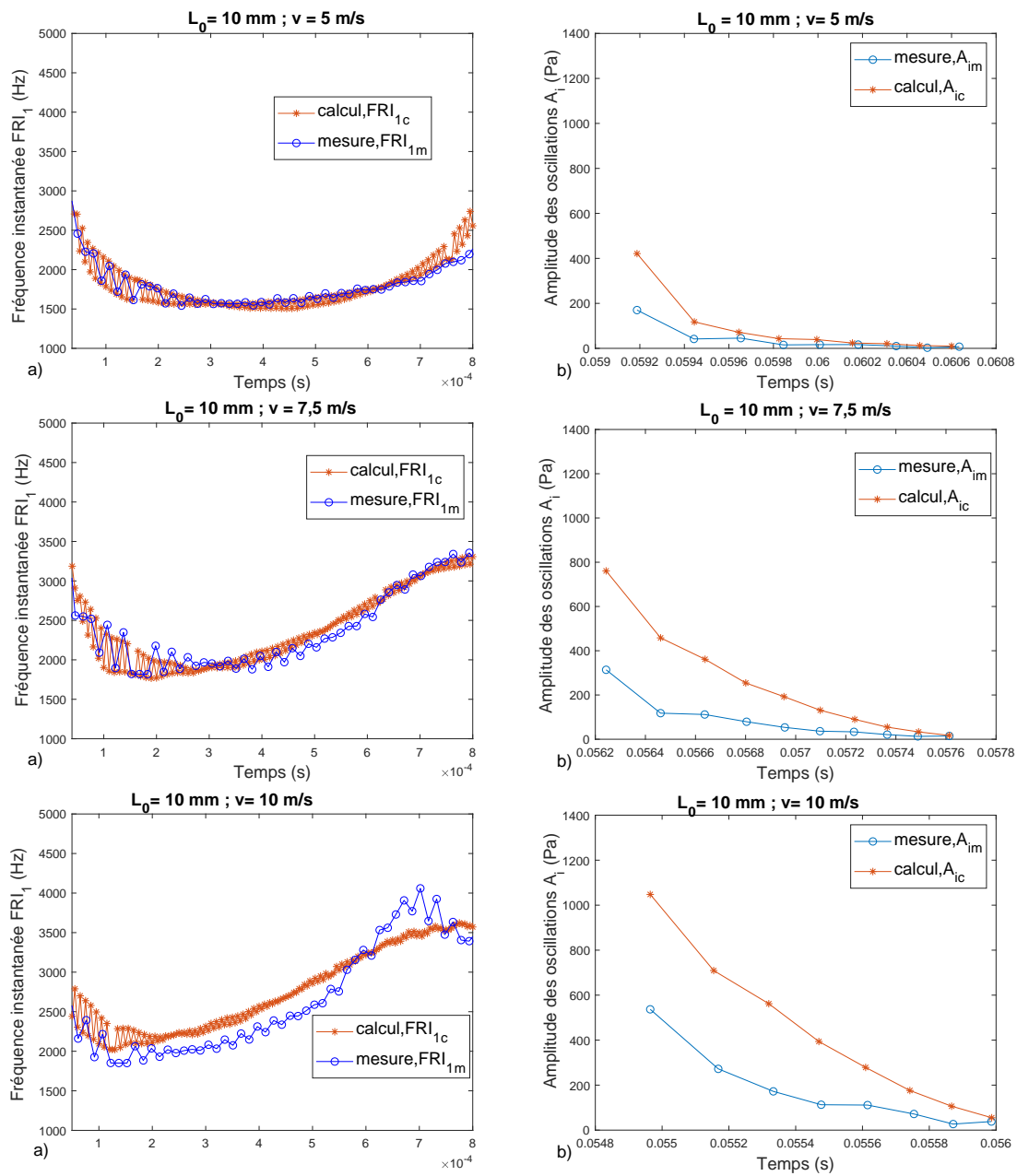


Figure 4.30 – Comparaison des oscillations de pressions d’air calculées et mesurées au fond de la cavité durant la phase de détente a) fréquences instantanées  $FRI_1$  (le temps représenté sur l’axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations); b) amplitudes  $A_i$ . Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $v = [5; 7,5; 10]$  m/s,  $P = 1000$  N, variation de volume mesurée.

### 4.3. Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques

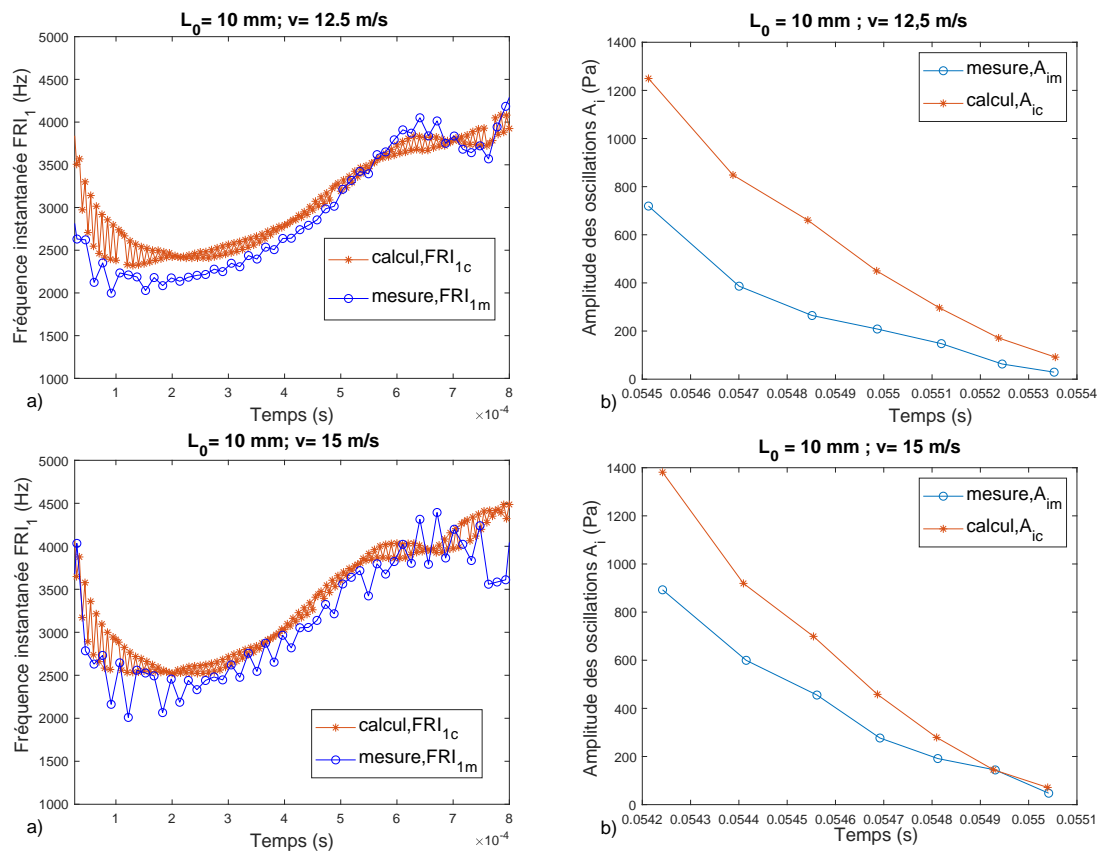


Figure 4.31 – Comparaison des oscillations de pressions d’air calculées et mesurées au fond de la cavité durant la phase de détente a) fréquences instantanées  $FRI_1$  (le temps représenté sur l’axe des abscisses est celui du signal mesuré rapporté au début des oscillations) ; b) amplitudes  $A_i$ . Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5 \text{ mm}$ ,  $L_0 = 10 \text{ mm}$ ,  $v = [12,5;15] \text{ m/s}$ ,  $P = 1000 \text{ N}$ , variation de volume mesurée.

permet d'obtenir un signal de pression proche de celui mesuré sur le banc d'essai. Ces résultats montrent que la variation de volume dans une cavité d'air à l'interface pneumatique/chaussée a bien une influence non-négligeable sur le processus de pompage d'air en fond de cavité.

Dans la suite, on s'intéresse à la pression d'air dynamique émise aux bords d'attaque et de fuite. En l'état actuel, il n'est pas possible de mesurer la pression d'air dynamique aux bords d'attaque et de fuite sur le banc d'essai durant le passage du pneu sur la cavité. Cependant, on se propose de déterminer ces pressions à partir des simulations 3D.

#### 4.4 Pression d'air aux bords d'attaque et de fuite

Comme au Chapitre 2, différents points d'observation de la pression sont choisis de part et d'autre de la surface de contact. Pour la géométrie du pneu de karting, on prend  $y = y_G = C = 1,8$  cm de façon à être au milieu de la demi-empreinte de contact suivant  $y$  (cf. Figure 4.32). Le Tableau 4.5 résume les distances par rapport à la zone de contact suivant  $x$  ( $d_{xi}$ ) et par rapport à la chaussée ( $d_{zi}$ ). Chacun des points  $R_3$  et  $R_9$  est à égale distance de la chaussée et du pneu déformé, avec respectivement  $x = \pm 3$  cm et  $x = \pm 9$  cm. Les autres points s'obtiennent en suivant la droite passant par les points  $G$  et  $R_9$ . Les points  $R_3$ ,  $R_9$  et  $R_{12}$  sont dans le dièdre pneumatique/chaussée,  $R_{13,5}$  est proche du dièdre, tandis que  $R_{18}$  et  $R_{36}$  sont à l'extérieur du dièdre.

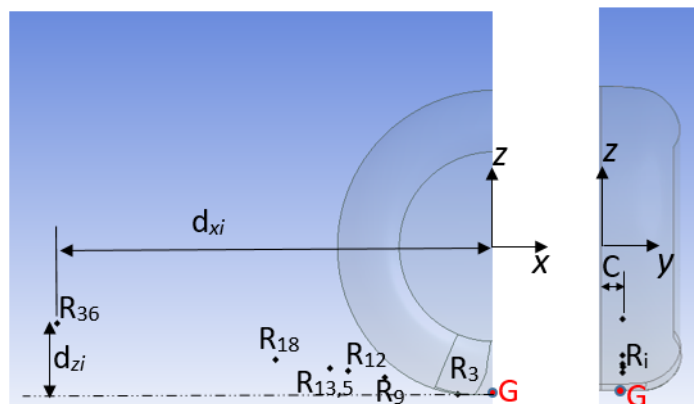


Figure 4.32 – Schéma des points d'observation de la pression aux bords d'attaque et de fuite. Cas du pneu de karting 114/55 R5.

Point	$d_{xi}$ (cm)	$d_{zi}$ (cm)
$R_3$	3	0,04
$R_9$	9	1,5
$R_{12}$	12	2
$R_{13,5}$	13,5	2,2
$R_{18}$	18	3
$R_{36}$	36	6

Tableau 4.5 – Choix des points d'observation de la pression dans le modèle CFD aux bords d'attaque et de fuite.

### 4.4.1 Allure générale des signaux et effet de la variation de volume

Un exemple de signaux de pression calculée en 3D aux bords d'attaque et de fuite ainsi qu'au fond de la cavité de 10 mm de profondeur et à une vitesse de 10 m/s, avec et sans variation de volume, est présenté pour le point  $R_9$  sur la Figure 4.33. L'allure de ces signaux est conforme à la littérature en ce qui concerne l'onde émise vers l'avant à la fermeture de la cavité et les oscillations de pression amorties à l'arrière à l'ouverture de la cavité.

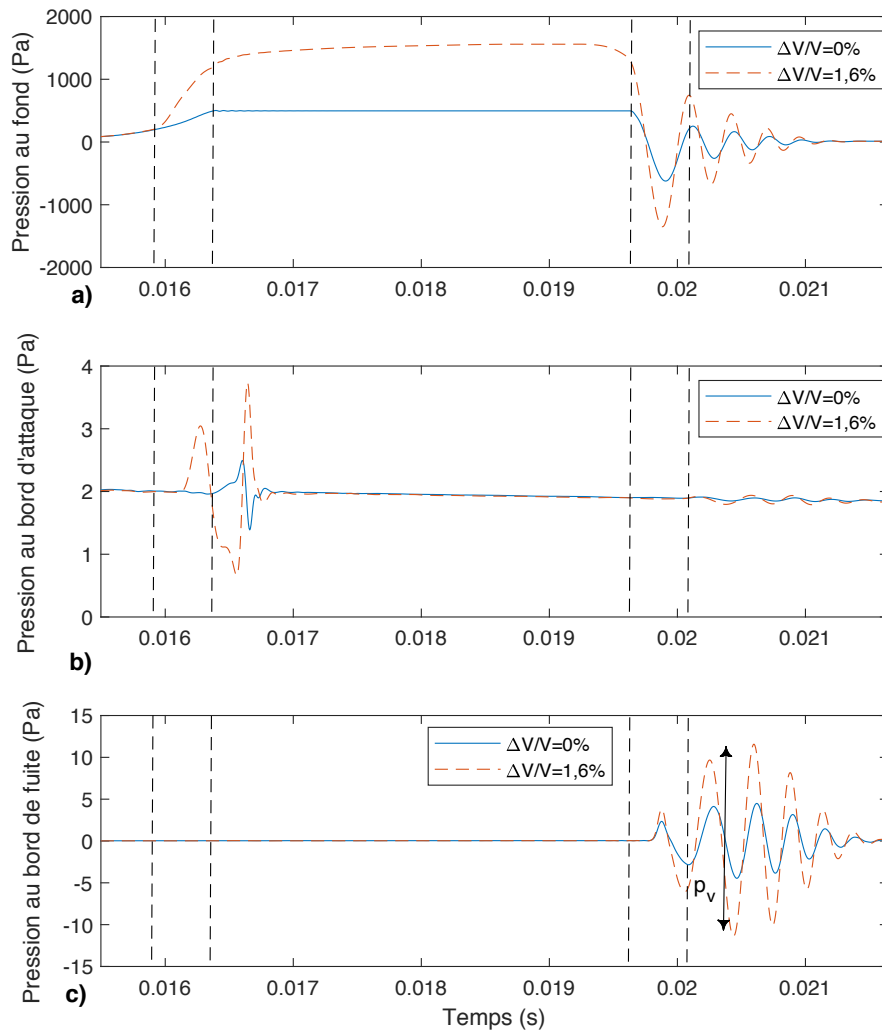


Figure 4.33 – Influence de la variation de volume sur la pression d'air calculée par modèle CFD 3D a) au fond de la cavité b) au bord d'attaque c) au bord de fuite (à 9 cm de la zone de contact). Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $v = 10$  m/s. Les traits pointillés délimitent respectivement, de gauche à droite, le début et la fin de la fermeture de la cavité, puis le début et la fin de son ouverture.  $p_v$  est la pression calculée au bord de fuite avec variation de volume.

La variation de volume conduit à une augmentation non négligeable de la pression au fond de la cavité durant les phases palier et de détente. L'amplitude des ondes émises aux bords d'attaque et de fuite augmente également. En effet, en appliquant les équations (2.28) à (2.31) aux signaux de la Figure 4.33, les ratios entre la pression après variation de volume et celle sans variation de volume sont calculés et résumés Tableau 4.6. La variation de volume de la cavité d'air durant le roulement conduit ainsi à une augmentation de la pression d'air dynamique ( $r_{\Delta V/V} > 1$ ) pour tous les signaux considérés.

	$\Delta V/V = 1,6\%$
$r_{\Delta V/V}^{palier}$	3,1
$r_{\Delta V/V}^{detente}$	2,4
$r_{\Delta V/V}^{attaque}$	2,7
$r_{\Delta V/V}^{fuite}$	2,6

Tableau 4.6 – Ratios entre la pression avec variation de volume et la pression sans variation de volume, pour  $\Delta V/V = 1,6\%$ , calculés pour les pressions au fond de la cavité et aux bords d’attaque et de fuite (à 9 cm de la zone de contact). Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d=5$  mm,  $L_0=10$  mm,  $v=10$  m/s.

#### 4.4.2 Comparaison entre la pression interne et la pression au bord de fuite

L’apparition des ondes émises à l’arrière commence après le développement maximal et l’établissement de la pression interne au fond de la cavité suivi de sa chute à l’ouverture de la cavité. Par contre, le pic maximal de l’onde émise à l’avant apparaît après la fermeture totale de la cavité et le signal s’amortit ensuite très rapidement, au cours de l’établissement du palier de la pression interne (Figure 4.33). On observe que l’onde à l’ouverture de la cavité se propage vers l’extérieur, principalement à l’arrière de la zone de contact. On observe néanmoins une onde de faible amplitude au bord d’attaque après l’ouverture de la cavité. Ce transfert a été aussi observé et analysé par une méthode analytique par Hamet *et al.* (1990) en comparant la pression interne durant la phase de détente et la pression acoustique à l’arrière du pneu. En revanche aucun rayonnement acoustique n’a été détecté au bord d’attaque par Hamet *et al.* (1990). Afin de caractériser ce transfert, on considère le rapport  $r_{pc}$  défini, d’après la méthode présentée dans Hamet *et al.* (1990), par :

$$r_{pc} = \frac{p_v}{p_{palier,c}} \quad (4.6)$$

où  $p_v$  est l’amplitude maximale crête à crête des oscillations émises à l’arrière après l’ouverture complète de la cavité (Figure 4.33 c) et  $p_{palier,c}$  est la pression palier calculée associée à cette onde émise.  $r_{pc}$  est calculé pour différentes distances à la zone de contact tout d’abord en fixant la profondeur de  $L_0=10$  mm et en faisant varier la vitesse  $v= [5;7,5;10;12,5;15]$  (m/s) (Figure 4.34 a). Ensuite, la vitesse de 10 m/s est fixée et la profondeur varie suivant  $L_0= [1;5;10;20;30]$  (mm) (Figure 4.34 b).

D’une part, le rapport  $r_{pc}$  est toujours inférieur à 1, ce qui montre que la pression rayonnée à l’extérieur est plus faible que la pression interne atteinte au fond de la cavité lors de sa fermeture complète. D’autre part, le rapport  $r_{pc}$  entre l’onde émise à l’extérieur et la pression interne augmente avec la vitesse pour une profondeur donnée (Figure 4.34 a). Ce résultat est obtenu quelle que soit la distance à la zone de contact testée et il est cohérent avec les résultats du Chapitre 3, où il a été observé que le pompage d’air en fond de cavité augmente lorsque la vitesse augmente.

Cependant, d’après la Figure 4.34 b, le rapport  $r_{pc}$  entre l’onde émise à l’extérieur et la pression interne augmente avec la profondeur de la cavité pour  $L_0 \leq 10$  mm. À partir de  $L_0 = 10$  mm,  $r_{pc}$  diminue et tend à se stabiliser avec la profondeur au fur et à mesure de l’éloignement de la zone de contact. Ce résultat est obtenu quelle que soit la distance à la zone de contact testée. On remarque que ce comportement est cohérent avec le sens de variation du ratio  $r_{A/p}$  (cf. Figure 4.23) qui représente le rapport entre la pression interne durant la détente et la pression interne durant la phase palier. Ce résultat permet de valider encore une fois le transfert entre la pression interne et la pression rayonnée à l’arrière de la zone de contact. De plus,  $r_{A/p} > r_{pc}$ , ce qui montre que la pression externe est plus faible que la pression interne aussi durant la phase de détente. Ce constat est d’ailleurs bien clair sur la Figure 4.35 a où la pression au fond de la cavité est superposée à la

#### 4.4. Pression d'air aux bords d'attaque et de fuite

pression au bord de fuite (pour le point  $R_{13,5}$ ,  $L_0 = 20$  mm,  $v = 10$  m/s) en corrigeant le déphasage entre les deux signaux. En comparant Figure 4.35 b les fréquences instantanées des signaux de pressions interne et externe, on remarque aussi que les fréquences instantanées de ces signaux sont très proches.

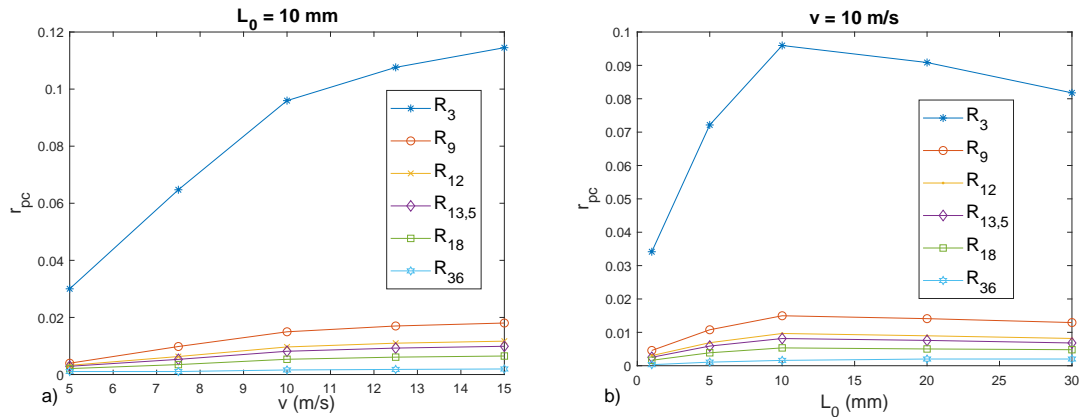


Figure 4.34 – Rapport  $r_{pc}$  entre la pression rayonnée à l'arrière et la pression interne calculées, en fonction de a) la vitesse de roulement ( $L_0 = 10$  mm) et b) la profondeur de la cavité ( $v = 10$  m/s). Cas du pneu de karting 114/55 R5 ;  $d = 5$  mm,  $P = 1000$  N.

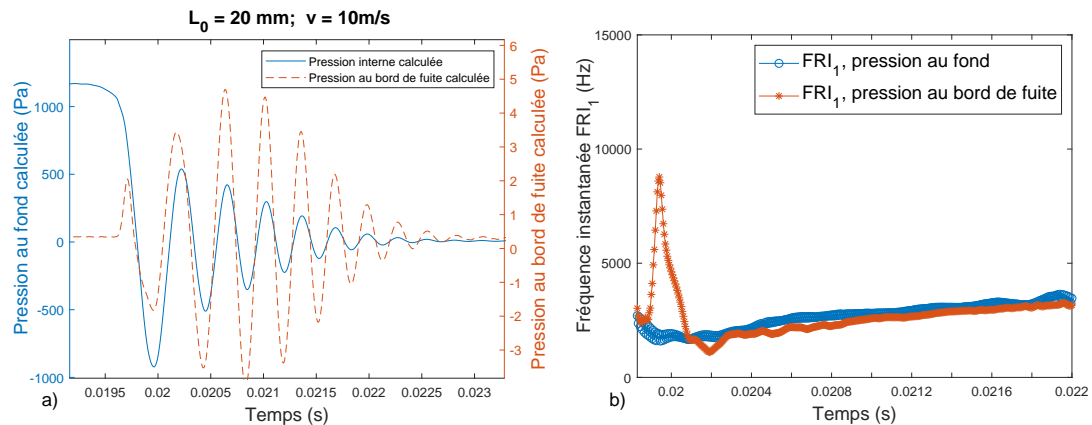


Figure 4.35 – Comparaison a) des signaux et b) des fréquences instantanées des oscillations de pressions interne et externe émise à l'arrière (13,5 cm de la zone de contact). Cas du pneu de karting 114/55 R5 ;  $d = 5$  mm,  $L_0 = 20$  mm,  $v = 10$  m/s,  $P = 1000$  N.

On déduit alors que la pression rayonnée au bord de fuite est due au pompage d'air au fond de la cavité. Il s'agit donc d'une transmission de pression interne à l'ouverture de la cavité vers l'extérieur et principalement au bord de fuite. De plus, la pression rayonnée est plus faible que la pression interne au fond de la cavité durant les deux phases principales (palier et détente), mais les deux signaux possèdent le même contenu fréquentiel. D'autre part, le rapport entre les pressions externe et interne diminue avec la profondeur pour  $L_0 \geq 20$  mm, mais augmente avec la vitesse de roulement pour toutes les profondeurs testées. L'effet de la vitesse sur les niveaux d'énergie des signaux émis à l'avant et à l'arrière de la zone de contact est donc évalué par la suite.



### 4.4.3 Effet de la vitesse et calcul de l'exposant de vitesse $k$

La profondeur choisie de la cavité est  $L_0 = 10$  mm. La vitesse varie de 5 à 15 m/s et  $v_{ref} = 10$  m/s est choisie comme vitesse de référence. Les signaux de pression, à l'avant et à l'arrière de la zone de contact, pour les différentes vitesses, sont montrées Figure 4.36 pour le point  $R_{12}$ . L'amplitude des signaux augmente avec la vitesse au bord d'attaque et au bord de fuite. Ce résultat est obtenu pour les autres points d'observation.

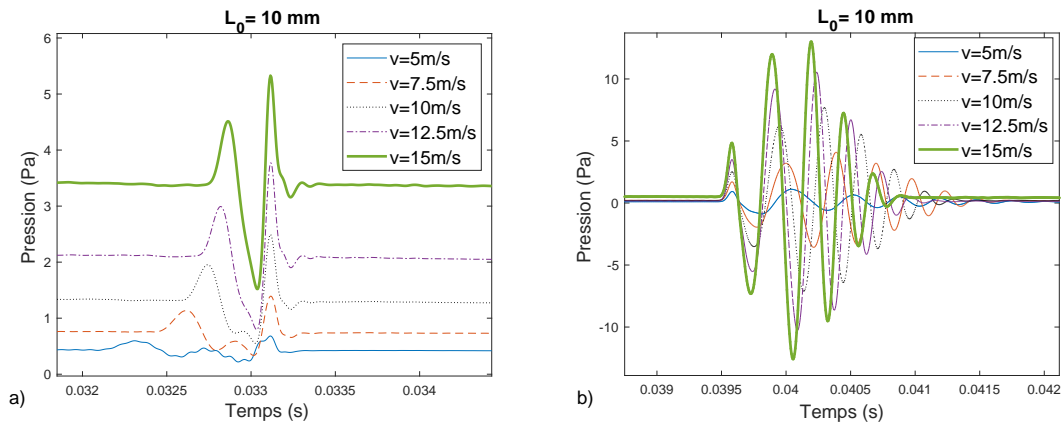


Figure 4.36 – Effet de la vitesse sur la pression d'air a) au bord d'attaque et b) au bord de fuite pour une distance de 12 cm de la zone de contact. Cas du pneu de karting 114/55 R5 ;  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $\Delta V/V = 1,6\%$ .

D'autre part, la variation de l'énergie du signal de pression en fonction de la vitesse, à l'avant et à l'arrière de la zone de contact, est calculée pour tous les points. La Figure 4.37 montre un exemple obtenu pour le point  $R_{12}$  à l'intérieur du dièdre mais l'allure des résultats est similaire pour tous les points. Quelle que soit la distance par rapport à la zone de contact, le niveau d'énergie aux bords d'attaque et de fuite augmente avec la vitesse de roulement. De plus, l'énergie du signal au bord de fuite est supérieure à celle au bord d'attaque, pour tous les points testés. Ce résultat est similaire à celui trouvé au Chapitre 2 pour la cavité de plus grandes dimensions.

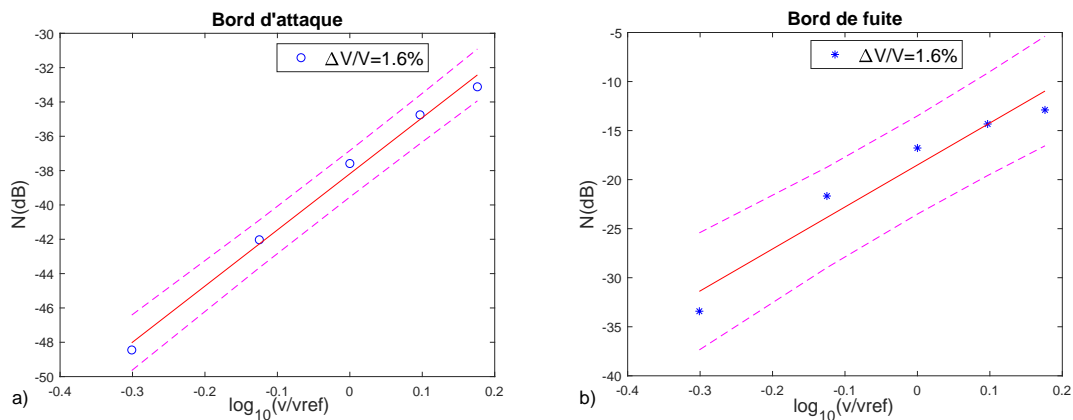


Figure 4.37 – Niveau d'énergie en fonction de la vitesse de roulement avec variation de volume pour une distance de 12 cm de la zone de contact : a) au bord d'attaque ; b) au bord de fuite. (–) droite de régression linéaire la mieux adaptée, (- - -) intervalle de prédiction à 95%. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $\Delta V/V = 1,6\%$  mesurée sur le banc d'essai.

L'exposant de vitesse  $k$  associé ainsi que le coefficient de détermination  $R^2$  de la régression

#### 4.4. Pression d'air aux bords d'attaque et de fuite

linéaire utilisée sont aussi calculés et donnés dans le Tableau 4.7 pour le bord d'attaque et dans le Tableau 4.8 pour le bord de fuite.  $R^2$  est proche de 1, pour le bord d'attaque et pour le bord de fuite, pour tous les points calculés, indiquant une bonne qualité de prédiction de la régression linéaire. Le résultat concernant l'exposant de vitesse  $k$  pour tous les points calculés est donné

	$k$	$N(v_{ref})$	$R^2$
$R_3$	2,7	-16,4	0,99
$R_9$	3,2	-34,3	0,99
$R_{12}$	3,3	-38,2	0,99
$R_{13,5}$	3,3	-39,7	0,99
$R_{18}$	3,3	-43,5	0,99
$R_{36}$	3,1	-53,9	0,98

Tableau 4.7 – Exposant de vitesse  $k$ , niveau référence de l'énergie  $N(v_{ref})$  et coefficient de détermination  $R^2$  calculés pour tous les points d'observation au bord d'attaque. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $v_{ref} = 10$  m/s,  $\Delta V/V = 1,6\%$  mesurée sur banc d'essai.

	$k$	$N(v_{ref})$	$R^2$
$R_3$	3,9	1,9	0,95
$R_9$	4,2	-14,7	0,94
$R_{12}$	4,3	-18,5	0,94
$R_{13,5}$	4,3	-20,0	0,94
$R_{18}$	4,3	-23,7	0,94
$R_{36}$	4,1	-34,1	0,96

Tableau 4.8 – Exposant de vitesse  $k$ , niveau référence de l'énergie  $N(v_{ref})$  et coefficient de détermination  $R^2$  calculés pour tous les points d'observation au bord de fuite. Cas du pneu de karting 114/55 R5,  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $v_{ref} = 10$  m/s,  $\Delta V/V = 1,6\%$  mesurée sur banc d'essai.

Figure 4.38. Pour le bord d'attaque,  $k$  est globalement proche de 3 ( $k \approx 3,2$  en moyenne). Pour le bord de fuite, la valeur de  $k$  est globalement proche de 4 ( $k \approx 4,2$  en moyenne). La pression émise à l'arrière est alors proportionnelle au carré de la vitesse de roulement. Le pompage d'air constitue alors un monopole acoustique au bord de fuite. Ce résultat est en accord avec la théorie du monopole acoustique développée par Hayden (1971) (cf. Section 1.3.1.1, Chapitre 1).

Les phénomènes aérodynamiques mis en évidence dans la thèse sont le pompage d'air accompagné de la résonance de Helmholtz au bord de fuite. D'après ce chapitre et les chapitres précédents, il est trouvé que les fluctuations de pression à l'instant de l'ouverture de la cavité génèrent des ondes au bord de fuite, alors qu'au bord d'attaque les signaux détectés sont très faibles. Le transfert entre la pression interne dans la cavité et la pression rayonnée à l'extérieur a lieu principalement au bord de fuite, et l'énergie du signal à cette position est supérieure à celle au bord d'attaque. On se base donc principalement sur les résultats du bord de fuite pour caractériser le bruit de roulement d'origine aérodynamique et l'exposant de vitesse associé. Pour cela, la valeur de  $k$  proche de 4 obtenue Figure 4.38 au bord de fuite permet de caractériser le pompage d'air et la résonance de Helmholtz associée, dans le cas d'une cavité cylindrique de dimensions  $d=5$  mm et  $L_0=10$  mm et dont la variation de volume est estimée à  $\Delta V/V = 1,6\%$ . Cette valeur de  $k$  obtenue a souvent été trouvée dans les travaux passés (Hayden, 1971; Sandberg et Descornet, 1980; Kuijpers et Van Blokland, 2001). En fait, les dimensions de la cavité cylindrique considérée sont proches de

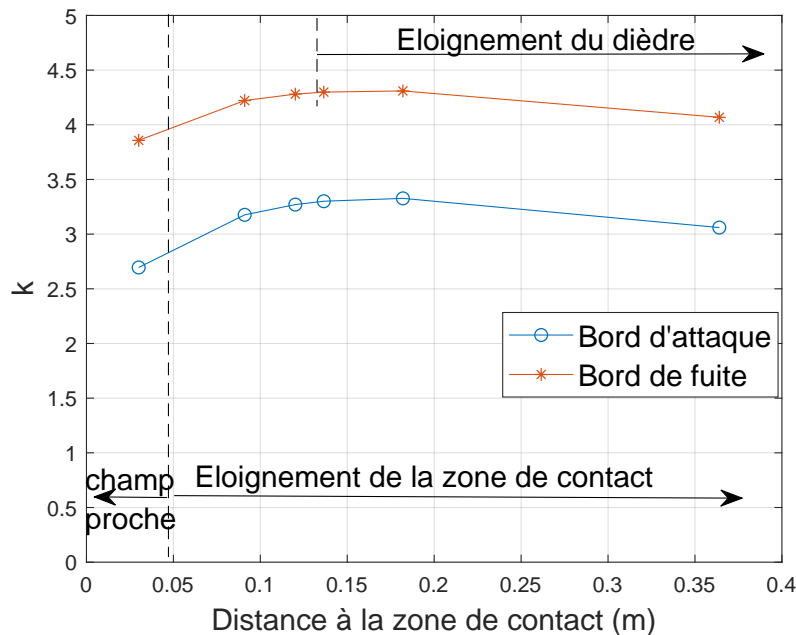


Figure 4.38 – Variation de l'exposant de vitesse  $k$  avec la distance à la zone de contact ( $GR_i$ ). Cas du pneu de karting 114/55 R5;  $d = 5$  mm,  $L_0 = 10$  mm,  $\Delta V/V = 1,6\%$  mesurée sur le banc d'essai.

celles des cavités d'air pouvant être piégées à l'interface pneumatique/chaussée dans le cas d'une chaussée réelle, ce qui pourrait justifier cet accord avec la littérature.

D'autre part, les résultats trouvés Figure 4.38 sont comparés aux résultats trouvés pour la cavité plus grande ( $d = 15$  mm et  $L_0 = 30$  mm) du montage de Hamet *et al.* (1990) (cf. Figure 2.29). On remarque que  $k$  est proche de 4 pour les cavités de dimensions réduites et proche de 2,5 pour les cavités plus larges et plus profondes. L'exposant de vitesse  $k$  augmente alors avec la réduction du volume des cavités d'air à l'interface pneumatique/chaussée. Ce résultat pourrait être lié d'une part à l'emprisonnement important de l'air et à sa compression dans la cavité de volume réduit, et d'autre part à l'effet de la pénétration de la bande de roulement favorisant la compression de l'air à l'interface pneumatique/chaussée, surtout pour les faibles profondeurs de cavité.

Cependant, étant donné que le calcul de  $k$  s'est basé sur deux configurations de cavités seulement, cette hypothèse devra être étayée en considérant différentes profondeurs de cavités et donc différents pourcentages de variation de volume  $\Delta V/V$  pour une pénétration donnée. On pourrait alors évaluer l'évolution de  $k$  en fonction de  $\Delta V/V$  d'une manière plus précise. D'autre part, la comparaison directe entre les deux configurations testées doit être considérée avec précaution, étant donné que les deux montages diffèrent par plusieurs paramètres, i.e. la taille du pneumatique (et donc l'effet dièdre) et la gamme de vitesses testées. Pour cette raison, il conviendrait de tester diverses profondeurs de cavité pour des configurations identiques par ailleurs, tous paramètres confondus (i.e. géométrie du pneumatique, pénétration de la gomme et gamme de vitesse).

## Conclusions du Chapitre 4

Cette partie traite de la simulation CFD 3D avec variation de volume de la configuration du dispositif expérimental étudiée au Chapitre 3, c'est-à-dire d'un pneu à échelle réduite roulant sur une cavité de chaussée de 5 mm de diamètre.

La variation de volume est d'abord calculée par un modèle de contact (Cesbron et Yin, 2010). La pression maximale atteinte est supérieure à celle mesurée. Bien que les données d'entrées liées au dispositif expérimental soient bien maîtrisées, le signal de pression ne présente pas de palier. Pour cette raison, la variation de volume est déterminée expérimentalement sur le banc d'essai en mesurant directement la pénétration dans la cavité. Le déplacement équivalent du fond de la cavité est ensuite introduit dans le modèle CFD (méthode du piston). La comparaison avec le signal de pression mesuré donne un accord satisfaisant durant les phases de compression et de détente.

Tout d'abord, en faisant varier la profondeur pour une vitesse de 10 m/s, les allures des signaux calculés et les pressions atteintes durant la phase palier sont très proches de celles mesurées. Durant la phase de détente, l'accord est aussi satisfaisant en ce qui concerne la fréquence et le nombre d'oscillations. Cependant, l'amplitude des signaux calculés est supérieure à celle mesurée, sauf pour la profondeur de 30 mm pour laquelle les amplitudes calculées et mesurées sont presque égales. De plus, dans les deux cas, mesuré et calculé, la pression palier et la différence de pression générée à l'ouverture sont inversement proportionnelles à la racine carrée de la profondeur de la cavité.

Ensuite, en faisant varier la vitesse de roulement pour la profondeur de 10 mm, les pressions calculées durant la phase palier sont du même ordre de grandeur que celles mesurées. La fréquence des oscillations et leur nombre sont aussi proches de la mesure, mais leur amplitude est plus grande. Dans les deux cas, mesuré et calculé, la différence de pression générée à l'ouverture de la cavité augmente avec la vitesse de roulement selon un exposant de vitesse dont la valeur calculée ( $k_{\Delta p} = 1,6$ ) est très proche de celle mesurée ( $k_{\Delta p} = 1,4$ ).

L'influence de la pénétration de la bande de roulement dans la cavité sur le phénomène de pompage d'air est donc bien démontrée. D'autre part, les simulations permettent le calcul de la pression aux bords d'attaque et de fuite de la zone de contact. En comparant les oscillations de pression au fond de la cavité durant la phase de détente à celles au bord de fuite, le même contenu fréquentiel des signaux est trouvé et la pression externe rayonnée est plus faible que la pression interne. Le pompage d'air au fond de la cavité génère alors une onde principalement à l'arrière de la zone de contact. Une étude paramétrique a montré que le rapport entre les pressions externe et interne augmente avec la vitesse de roulement. Par contre, ce rapport augmente avec la profondeur de la cavité pour les profondeurs inférieures ou égales à 10 mm et diminue pour les profondeurs plus élevées.

L'énergie du signal, à l'avant et à l'arrière du pneumatique, a aussi été calculée en fonction de la vitesse et l'exposant de vitesse  $k$  associé a été déduit pour la cavité de 10 mm de profondeur. Les résultats ont montré, d'une part, que le niveau d'énergie du signal émis au bord de fuite est supérieur à celui émis au bord d'attaque et qu'il augmente pour ces deux positions avec la vitesse de roulement. D'autre part,  $k$  est proche de 3 pour le bord d'attaque et il est proche de 4 pour le bord de fuite. La résonance de Helmholtz liée au pompage d'air constitue alors un monopole acoustique à l'arrière du pneu pour une cavité de faibles dimensions ( $d = 5\text{mm}$ ,  $L_0 = 10\text{ mm}$ ) et une variation de volume de 1,6%. Cet effet peut être expliqué par les fortes compressions d'air dans le volume réduit de la cavité, qui sont favorisées par la pénétration de la bande de roulement ayant un impact plus important au fur et à mesure de la diminution de la profondeur de la cavité. Cette hypothèse est cohérente avec les valeurs plus petites de  $k$  trouvées dans le Chapitre 2, pour le cas de la cavité plus grande ( $d = 15\text{mm}$ ,  $L_0 = 30\text{ mm}$ ,  $\Delta V/V = 0,54\%$ ,  $k \approx 2,5$ ). Dans ce cas, la circulation de l'air est facilitée par le volume plus grand de la cavité, ce qui pourrait atténuer les

compressions d'air et donc l'énergie des ondes émises à l'arrière. Cependant, les deux montages comparés diffèrent par les dimensions du pneumatique et la gamme de vitesse étudiée. De plus, seulement deux pourcentages de variation de volume ont été considérés. Une analyse plus approfondie serait alors nécessaire afin d'évaluer plus précisément la variation de l'exposant de vitesse  $k$  avec la variation de volume de la cavité. Plusieurs profondeurs devraient être testées pour une même pénétration dans la cavité, tout en considérant la même gamme de vitesse de roulement et le même pneumatique.

# Conclusions et perspectives

## Conclusions

Le bruit généré par l'interaction pneumatique/chaussée, aussi appelé bruit de roulement, constitue la source dominante du bruit dû au trafic routier à partir des vitesses supérieures à 40 km/h pour les véhicules légers. Parmi les mécanismes à l'origine du bruit de roulement, cette thèse s'est focalisée sur les phénomènes aérodynamiques et plus précisément sur le pompage d'air accompagné des résonances d'air dans la zone de contact (résonance de cavité), ainsi qu'à l'arrière du pneumatique (résonance de Helmholtz). Les travaux ont considéré le roulement d'un pneumatique lisse sur une cavité cylindrique intégrée à la chaussée.

D'après l'étude bibliographique menée au Chapitre 1, le contact pneumatique/chaussée donne naissance à des phénomènes mécaniques (vibrations du pneumatique) se produisant à des fréquences inférieures à 1000 Hz et à des phénomènes aérodynamiques (pompage d'air, résonances d'air) se produisant à des fréquences supérieures à 1000 Hz. Ces mécanismes sont ensuite amplifiés principalement par l'effet dièdre. La plupart des travaux antérieurs ont obtenu un exposant de vitesse  $k$  compris entre 2 et 3 pour les mécanismes vibratoires et entre 4 et 5 pour les mécanismes aérodynamiques. Néanmoins, des études plus récentes ont montré l'existence de sources aérodynamiques même aux basses fréquences, alors que d'autres ont trouvé une dominance de mécanismes vibratoires sur toute la gamme de fréquences d'émission du bruit. Face à ce paradoxe, le pompage d'air est le mécanisme aérodynamique sur lequel se focalise l'étude. Il s'agit d'une série de compressions suivies de détentes rapides de l'air à l'interface pneumatique/chaussée, favorisées par la présence de cavités sur la bande de roulement du pneumatique, de cavités dans la chaussée, ou encore par l'indentation de la bande de roulement par les aspérités de la chaussée. Plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont permis de mettre en évidence ce phénomène. Certains ont montré que les fluctuations de pression sont dues à la déformation de la bande de roulement lors du contact, provoquant l'expulsion ou l'aspiration de l'air à l'extérieur ou à l'intérieur des cavités ou des rainures présentes sur la bande de roulement. D'autres ont montré que les variations de la pression interne des cavités d'air sans variation de volume sont dues à l'effet de la couche limite visqueuse freinant le déplacement de l'air et créant une surpression à l'avant de la zone de contact et une dépression à l'arrière. Les travaux menés dans cette thèse ont donc considéré la déformation de la bande de roulement, souvent négligée dans les considérations passées, qui induit une pénétration de la gomme dans la cavité intégrée à la chaussée.

Le Chapitre 2 s'est focalisé sur la modélisation de la pénétration à l'intérieur d'une cavité cylindrique, de diamètre 15 mm et de profondeur 30 mm, intégrée à la chaussée durant le roulement d'un pneumatique lisse. La variation de volume a été introduite dans un modèle numérique sous Fluent, afin de calculer la pression dynamique de l'air au fond de la cavité et de la comparer avec les résultats expérimentaux. La modélisation de la variation de volume a été effectuée par une méthode de piston simplifiée, qui décrit un mouvement vertical du fond de la cavité supposé équivalent à la pénétration de la gomme. Cette méthode a été validée en 2D par comparaison avec la méthode de la membrane représentant directement la pénétration de la gomme dans la cavité. Les deux méthodes

ont donné des résultats de pression d'air en fond de cavité très proches. La méthode du piston étant plus simple à mettre en œuvre pour les géométries 3D, cette dernière a été retenue par la suite pour la modélisation CFD avec variation de volume de la cavité. Les résultats ont été comparés aux mesures de Hamet *et al.* (1990). La variation de volume a tout d'abord été calculée par le modèle de contact développé par Cesbron et Yin (2010). La variation de pression calculée dans ce cas est supérieure à la pression mesurée et ne montre pas le plateau caractéristique du pompage durant la phase de compression. Ceci est dû, d'une part à l'incertitude des données d'entrée concernant le montage expérimental et, d'autre part, aux hypothèses simplifiées du modèle de contact. Pour ces raisons, une autre méthode de calcul de la variation de volume a été proposée en se basant sur l'hypothèse d'une transformation isentropique, permettant d'appliquer la loi de Laplace pour estimer la variation de volume de l'air à partir de la variation de pression. De plus, dans ce cas, le déplacement du piston a été représenté par une fonction analytique (de type fenêtre de Tukey), dont l'allure est similaire au signal de pression mesuré durant les trois phases de compression, de palier et de détente. Dans ce cas, l'accord essai/calcul est beaucoup plus satisfaisant. La surpression créée dans la cavité est donc fortement impactée par la variation de volume liée à la pénétration de la gomme, durant les phases de compression, de fermeture totale de la cavité et de détente. D'autre part, le calcul des pressions aux bords d'attaque et de fuite a montré que la variation de volume fait augmenter la pression d'air à l'arrière du pneumatique sans avoir un effet significatif sur la pression émise à l'avant. L'impact de la variation de volume est plus important sur la pression interne de la cavité durant la phase de compression que durant la phase de détente, ainsi que sur les pressions à l'avant et à l'arrière du pneumatique. D'autre part, l'énergie du signal émis au bord de fuite est supérieure à celle de l'onde émise au bord d'attaque lors de la fermeture de la cavité. L'augmentation de la vitesse de roulement fait augmenter l'énergie des signaux, à l'avant et à l'arrière du pneu, selon un exposant de vitesse  $k$  de valeur moyenne proche de 2,5 aux bords d'attaque et de fuite.

Au Chapitre 3, des mesures de pression d'air dynamique ont été effectuées sur un banc d'essai spécifique, simulant le passage d'un pneu de karting lisse sur une cavité de diamètre 5 mm et de profondeur variable. Le pompage d'air a été étudié expérimentalement pour différentes configurations de charge appliquée, de vitesse de roulement et de profondeur de la cavité. La pression d'air dynamique a été mesurée au fond de la cavité à l'aide d'un capteur de pression piézoélectrique. Le signal mesuré est similaire aux résultats de la littérature et comporte les trois phases de compression, de palier de pression et de détente. Le signal présente cependant des perturbations liées à la vibration du montage expérimental, surtout pour les vitesses élevées. Les résultats ont montré que l'effet de la charge est négligeable et n'influe que sur la durée et la forme du palier de pression. En revanche, l'augmentation de la vitesse de roulement ou la diminution de la profondeur de la cavité fait augmenter la surpression générée au fond de la cavité. De même, à l'ouverture de la cavité, la fréquence et l'amplitude des oscillations de pression augmentent avec la vitesse, alors qu'une augmentation de la profondeur de la cavité fait diminuer la fréquence des oscillations mais augmenter leur amplitude. De plus, la différence de pression générée à l'ouverture de la cavité augmente avec la vitesse et diminue avec la profondeur de la cavité. Parmi les paramètres testés, la profondeur est celui qui a l'impact le plus important sur les surpressions générées lors du contact, surtout pour les faibles profondeurs. Cet impact est plus significatif lors de la phase de la fermeture totale de la cavité qu'au cours de la phase de détente à l'ouverture. Ces résultats mettent en évidence l'effet de la pénétration de la bande de roulement dans la cavité au cours de la phase de compression, qui cause une diminution du volume de la cavité plus grande pour une profondeur de cavité plus petite.

Dans le Chapitre 4, les résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats numériques obtenus par une simulation CFD 3D avec variation de volume (méthode du piston). La variation de volume a d'abord été calculée par le modèle de contact de Cesbron et Yin (2010). La différence

entre les pressions maximales mesurée et calculée est réduite dû à l'amélioration des données d'entrée liées au dispositif expérimental. Cependant, la forme du signal de pression calculée présente une absence de palier durant la phase de fermeture complète de la cavité. Pour cette raison, la pénétration dans la cavité a été directement mesurée sur le même banc d'essai à l'aide d'un capteur de déplacement, permettant d'introduire le déplacement équivalent du fond de la cavité dans le modèle numérique. La comparaison avec le signal de pression mesuré donne un accord satisfaisant en matière de forme et d'amplitude. En faisant varier la profondeur pour une vitesse de 10 m/s, les allures des signaux calculés et les pressions atteintes durant la phase palier sont très proches de celles mesurées. L'accord est aussi satisfaisant en ce qui concerne la fréquence et le nombre d'oscillations durant la phase de détente. Cependant, leur amplitude est supérieure à celle mesurée, sauf pour la profondeur de 30 mm pour laquelle les amplitudes calculée et mesurée sont très proches. De plus, la pression palier et la différence de pression générée à l'ouverture sont inversement proportionnelles à la racine carrée de la profondeur de la cavité et ce résultat est trouvé dans les deux cas mesuré et calculé. En faisant varier la vitesse de roulement pour la profondeur de 10 mm, les pressions calculées durant la phase palier sont du même ordre de grandeur que celles mesurées. La fréquence des oscillations et leur nombre sont aussi proches de la mesure mais leur amplitude est plus grande. La différence de pression générée à l'ouverture de la cavité augmente avec la vitesse de roulement selon un exposant de vitesse dont la valeur calculée est très proche de celle mesurée. Tous ces résultats montrent l'effet de la pénétration de la gomme dans la cavité et l'importance d'une description précise pour reproduire les résultats expérimentaux.

D'autre part, les pressions aux bords d'attaque et de fuite de la zone de contact ont été calculées pour la cavité de 5 mm de diamètre et 10 mm de profondeur. L'implémentation de la variation de volume dans le calcul a montré une augmentation de pression importante aux bords d'attaque et de fuite. Au bord d'attaque, un pic maximal d'onde émise apparaît à la fermeture totale de la cavité mais le signal est ensuite rapidement amorti. Le signal émis au bord d'attaque après l'ouverture de la cavité est presque négligeable. En revanche, des oscillations de pressions sont générées au bord de fuite lors de l'ouverture de la cavité. Une comparaison entre les oscillations de pression émise à l'arrière et celles calculées au fond de la cavité dans la phase de détente a montré le même contenu fréquentiel des signaux. Le niveau d'énergie du signal émis au bord de fuite est plus grand que celui du signal émis au bord d'attaque. L'exposant de vitesse  $k$  identifié est proche de 3 au bord d'attaque et proche de 4 au bord de fuite. Le pompage d'air constitue alors un monopole acoustique au bord de fuite conformément aux résultats trouvés dans la littérature. Ce résultat diffère de celui du Chapitre 2 pour une cavité de dimensions plus grandes. Les fortes compressions d'air dans une cavité de volume réduit, favorisées par la pénétration de la bande de roulement, pourraient expliquer cette différence caractéristique de l'effet de la variation de volume. Toutefois, étant donné que seulement deux configurations sont comparées et qu'elles diffèrent non seulement par le pourcentage de variation de volume, mais aussi par la gamme des vitesses de roulement et les dimensions des pneus, cette hypothèse devra être confirmée en testant des configurations supplémentaires dans les mêmes conditions de vitesse et de dimensions de pneumatique.

## Perspectives

La thèse s'est focalisée sur le pompage d'air dans le cas d'un *pneumatique lisse roulant sur une cavité cylindrique intégrée à la chaussée*. Sur ce sujet, les perspectives de recherche possibles sont les suivantes :

- améliorer le montage expérimental sur le banc d'essai en perçant directement une cavité dans la base en béton afin de supprimer les vibrations parasites générées actuellement par la plaque métallique ;



## Conclusions et perspectives

---

- mesurer la pression acoustique aux bords d’attaque et de fuite à l’aide d’un montage expérimental approprié ;
- calculer la pression d’air dynamique à l’aide du modèle CFD 3D avec variation de volume pour d’autres profondeurs de cavité et une gamme de vitesse identique afin d’évaluer la variation de l’exposant de vitesse  $k$  en fonction du pourcentage de variation de volume ;
- développer un modèle de contact pneumatique/chaussée pour améliorer la distribution des pressions de contact et obtenir une variation de volume présentant un palier, comme observé expérimentalement ;
- approfondir l’analyse du signal de pression à l’ouverture de la cavité en développant par exemple un modèle de résonateur de Helmholtz à masse variable.

D’une manière plus générale, et notamment *pour s’approcher du contact pneumatique/chaussée réel*, d’autres perspectives de recherche sont possibles :

- utiliser le modèle CFD avec variation de volume dans le cas d’une succession de cavités cylindriques intégrées à la chaussée et estimer le niveau de bruit en résultant ;
- remplacer la cavité cylindrique par une rainure transversale incorporée à la chaussée et mesurer les variations de la pression interne au passage du pneumatique, puis introduire une rainure longitudinale afin d’évaluer expérimentalement l’effet de la ventilation des rainures sur le pompage d’air ;
- mesurer les variations de pression dynamique dans les interstices à l’interface de contact entre un pneumatique et une ou plusieurs aspérités de chaussée ;
- adapter le modèle CFD avec variation de volume dans le cas du passage d’un pneumatique sur une rainure, ventilée et non ventilée, et dans le cas plus complexe du pneumatique roulant sur une ou plusieurs aspérités de chaussée.

Ces futures recherches permettront de poursuivre le développement des connaissances sur les phénomènes aérodynamiques à l’origine du bruit de roulement afin d’améliorer les modèles de prévision du bruit de contact pneumatique/chaussée, dans la perspective plus générale de réduction du bruit routier.

# Références bibliographiques

- Fabienne ANFOSSO-LÉDÉE et Julien CESBRON : Bruit de roulement automobile : influence du revêtement de chaussée. In Bruits et Vibrations. *In Bruit de roulement automobile : influence du revêtement de chaussée. In Bruits et Vibrations*, Coll. Environnement - Sécurité, page 25p. TECHNIQUES DE L'INGENIEUR, janvier 2013.
- T. BECKENBAUER : Research program 03.293 R95M : Influence of the road surface texture on the tyre road noise. Rapport technique, German Ministry of Transport and German Highway Research Institute, 2001.
- F.X. BECOT et J.M. CLAIRET : Ground effects and tyre / road contact noise. Rapport technique LTE report 418, INRETS, 2004.
- Joseph BOUSSINESQ : *Application des potentiels à l'étude de l'équilibre et du mouvement des solides élastiques*. Gauthier-Villars, 1885.
- Michel BÉRENGIER, Julien CESBRON, Philippe KLEIN, Antoine BÉGUÈRE, Frédéric CONTE, Biyu TIAN, L. PALHEVANI, Denis DUHAMEL et B. WANG : ODSurf : Modélisation et réalisation d'une couche de roulement de chaussée optimisée, dense et peu bruyante. Rapport final Convention ADEME 11 17 C0038, février 2016.
- Julien CESBRON : Modélisation et expérimentation du contact pneumatique/chaussée pour réduire l'impact acoustique des revêtements routiers. Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, IFSTTAR, Département Aménagement, Mobilité, Environnement Unité Mixte de Recherche en Acoustique Environnementale, Nantes, France, février 2018.
- Julien CESBRON et H.-P YIN : Contact analysis of road aggregate with friction using a direct numerical method. *Wear*, 268(5-6):686–692, 2010.
- Frédéric CONTE : *Modélisation CFD du phénomène acoustique de pompage d'air dans un contact pneumatique / chaussée*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, Lyon, France, janvier 2008.
- Frédéric CONTE et Philippe KLEIN : 3D CFD modelling of air pumping noise from road cavities with constant volume. *In Internoise 2013 : 42nd International Congress and Exposition on Noise Control Engineering*, Austria, janvier 2013.
- Frédéric CONTE, Philippe KLEIN et Michel BERENGIER : Investigating lateral porosity effect on air pumping noise from connected road cavities with CFD simulations. *In Internoise 2014*, Melbourne, Australia, novembre 2014.
- P. R. DONAVAN et L. J. OSWALD : Quantification of noise mechanisms of blank, rib, and cross-bar tread bias-ply truck tires. Rapport technique GMR-3750, General Motors Research Laboratories, Warren, MI, juillet 1981.

## Références bibliographiques

---

- Denis DUHAMEL, Jean François HAMET, Philippe KLEIN, Fabienne ANFOSSO, Honoré YIN, Jean-Luc GAUTIER et Yves MEUNIER : Effect of absorbing grounds on acoustic radiation of tyres. *In Euronoise 2006*, Tampere, Finland, 2006.
- Jochen EISENBLAETTER : *Experimental investigation of air related tyre/road noise mechanisms*. PhD Thesis, Loughborough University, Loughborough, England, 2008.
- J.A EJSMONT, Ulf SANDBERG et Stanislaw TARYMA : Influence of Tread Pattern on Tire/Road Noise. SAE Technical Paper 841238, SAE International, Warrendale, PA, septembre 1984.
- Carlo FABRIZI : Computational Aeroacoustic Analysis of a Rolling Tire. *Tire Science and Technology*, 44(4):262–279, octobre 2016.
- Patrick FLANDRIN : Empirical Mode Decomposition, 2007. URL <http://perso.ens-lyon.fr/patrick.flandrin/emd.html>.
- M. J. GAGEN : Novel acoustic sources from squeezed cavities in car tires. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106(2):794–801, juillet 1999.
- Prashanta GAUTAM, Yousof AZIZI et Abhilash J. CHANDY : A Three-Dimensional Numerical Investigation of Air Pumping Noise Generation in Tires. *Journal of Vibration and Control*, 138(6):061005–061005–11, décembre 2016.
- Prashanta GAUTAM et Abhilash J. CHANDY : Numerical Investigation of the Air Pumping Noise Generation Mechanism in Tire Grooves. *Journal of Vibration and Acoustics*, 138(5):051002–051002–8, mai 2016.
- R. A. G. GRAF, C. Y. KUO, A. P. DOWLING et W. R. GRAHAM : On The Horn Effect Of A Tyre/Road Interface, Part I : Experiment And Computation. *Journal of Sound and Vibration*, 256(3):417–431, septembre 2002.
- J.-F. HAMET, C. DEFFAYET et M.-A. PALLAS : Phénomènes d'air-pumping dans le bruit de contact pneumatique/chaussée. Cas d'une cavité aménagée dans la chaussée. Rapport INRETS 132, INRETS, France, décembre 1990.
- R. E. HAYDEN : Roadside noise from the interaction of a rolling tire with the road Surface. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 50(1A):113–113, juillet 1971.
- M. HECKL : Tyre noise generation. *Wear*, 113(1):157–170, décembre 1986.
- Norden E. HUANG, Zheng SHEN, Steven R. LONG, Manli C. WU, Hsing H. SHIH, Quanan ZHENG, Nai-Chyuan YEN, Chi Chao TUNG et Henry H. LIU : The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 454(1971):903–995, mars 1998.
- ITARI : ITARI project deliverable 2.4 "Global model : ground+tyre+Fluent+radiation". Rapport technique, août 2007.
- Keijiro IWAO et Ichiro YAMAZAKI : A study on the mechanism of tire/road noise. *JSAE Review*, 17(2):139–144, avril 1996.
- M JENNEWEIN et M BERGMANN : Investigations Concerning Tyre/Road Noise Sources and Possibilities of Noise Reduction. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Transport Engineering*, 199(3):199–206, juillet 1985.

- K.-L. JOHNSON : *Contact Mechanics*. Cambridge University Press (CUP), 1985.
- Maud KEREBEL, Luc PELLISSIER et Daniel STAN : L'Empirical Mode Decomposition, algorithmes et utilisations. Mémoire, Paris, France, juin 2011.
- Sungtae KIM, Wontae JEONG, Yonghwan PARK et Soogab LEE : Prediction method for tire air-pumping noise using a hybrid technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 119 (6):3799–3812, juin 2006.
- P. KLEIN : Horn effect characterisation for tire-road noise radiation. *In Internoise 2000*, Nice, France, 2000.
- W. KROPP, F.-X. BÉCOT et S. BARRELET : On the Sound Radiation from Tyres. *Acta Acustica united with Acustica*, 86(5):769–779, septembre 2000.
- Wolfgang KROPP : The influence of tyre cavity resonances on the exterior noise. *In 23rd International Congress on Acoustics*, pages p.475–482, Aachen, Germany, septembre 2019. EEA, ICA, DEGA.
- AHWM KUIJPERS : Further analysis of the Sperenberg data, Towards a better understanding of processes influencing tyre/road noise. Rapport technique M+P.MVM.99.3.1, M+P Raadgevende Ingenieurs, Hertogenbosch, The Netherlands, 2001.
- Ard KUIJPERS et Gijsjan VAN BLOKLAND : Tyre/road noise models in the last two decades : a critical evaluation. *In Internoise and Noisecon Congress and Conference Proceedings*, volume 2001, pages 2494–2499, The Hague, Holland, 2001. Institute of Noise Control Engineering.
- C.-Y. KUO, R. A. G. GRAF, A. P. DOWLING et W. R. GRAHAM : On The Horn Effect Of A Tyre/Road Interface, Part II : Asymptotic Theories. *Journal of Sound and Vibration*, 256(3):433–445, 2002.
- Tan Li, Ricardo BURDISO et Corina SANDU : Literature review of models on tire-pavement interaction noise. *Journal of Sound and Vibration*, 420:357–445, avril 2018. ISSN 0022-460X.
- N. A. NILSSON : Possible methods of reducing external tire noise. *In Proc. of the International Tire Noise Conference 1979*, Stockholm, 1979.
- R.J. PINNINGTON : A compressible fluid model for opening and closing dynamics. Rapport technique ITARI Deliverable 2.1b, Institute of Sound and Vibration Research, University of Southampton, Southampton (United Kingdom), 2007.
- Kenneth J. PLOTKIN, Mark M. MONTROLL, William R. FULLER et Harvey J. NOZICK : Identification of Tire Noise Generation Mechanisms Using a Roadwheel Facility. *In International TireNoise Conference*, pages 127–141, Stockholm, Suède, août 1979.
- Gabriel RILLING : *Décompositions Modales Empiriques. Contributions à la théorie, l'algorithmie et l'analyse de performances*. phdthesis, Ecole normale supérieure de lyon - ENS LYON, décembre 2007.
- D. ROCHOUX et F. BIESSE : Tire/road noise, the tire vibration as the main noise source from road texture. *In INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, volume 2010, pages 7199–7208. Institute of Noise Control Engineering, 2010.
- D. RONNEBERGER : Experimentelle und theoretische untersuchungen spezieller mechanismen der rollgeräuschenstehung und abstrahlung – Reifengeräuch und strassenbau. *In Internationales Seminar Zurich*, Zurich, Switzerland, février 1984.

## Références bibliographiques

---

- D. RONNEBERGER : Towards a quantitative prediction of Tire/Road Noise. *In Workshop on rolling noise generation*, pages 219–234, Berlin, Germany, 1989.
- D. RONNEBERGER, K. SCHAAF et K. RICHTER : Messung der strömungs- und druckverteilung im bereich der aufstandsfläche rollender reifen. Rapport technique, Drittes Physikalisches Institut, University of Göttingen, Germany, 1982.
- U. SANDBERG et G. DESCORNET : Road surface influence on tire/road noise. *In Proceedings of Internoise 1980*, pages 1–16, Miami, Florida, 1980.
- U. SANDBERG et J. A. EJSMONT : *Tyre/road Noise Reference Book*. INFORMEX Ejsmont & Sandberg, Harg, Sweden, 2002.
- K. SCHAAF, D. RONNEBERGER et P. NEUWALD : Noise of a rolling tire - flow and pressure variations in the region of the contact patch. pages 9–17, Gothenburg, Sweden, août 1990.
- ANSYS INC : ANSYS FLUENT 12.0 User's Guide, 2013.
- TNS-SOFRES : Les Français et les nuisances sonores. Rapport technique, mai 2010. URL <https://www.tns-sofres.com/publications/les-francais-et-les-nuisances-sonores>. Library Catalog : [www.tns-sofres.com](http://www.tns-sofres.com).
- WHO : Environmental Noise Guidelines for the European Region. Rapport technique, World Health Organization - Regional Office for Europe, octobre 2018.
- Julia WINROTH : *Dynamic contact stiffness and air-flow related source mechanisms in the tyre/road contact*. Lic thesis, Division of Applied Acoustics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2013.
- Yuan-Fang ZHANG : *Study on a test rig of dynamic tyre/road contact forces at the origin of rolling noise*. PhD Thesis, Ecole Centrale de Nantes ; Université Bretagne Loire, octobre 2016.

## Annexe A

# Effet dièdre

Le dièdre formé par le pneu et la chaussée à l'avant et à l'arrière de la zone de contact conduit à de multiples réflexions des ondes sonores. Ce phénomène, nommé « effet dièdre », amplifie le bruit généré au niveau de la zone de contact et constitue alors un mécanisme important dans la génération du bruit de roulement. Cependant, n'étant pas le mécanisme principal étudié dans la thèse, on le présente dans cette annexe en décrivant une série de travaux antérieurs, expérimentaux, analytiques et numériques mettant en évidence l'amplification du bruit par effet dièdre.

### A.1 Mise en évidence expérimentale

Graf *et al.* (2002) ont mis en relief l'amplification du bruit émis par l'effet dièdre par une méthode expérimentale (Figure A.1). Un microphone est placé sur le sol d'une chambre semi-

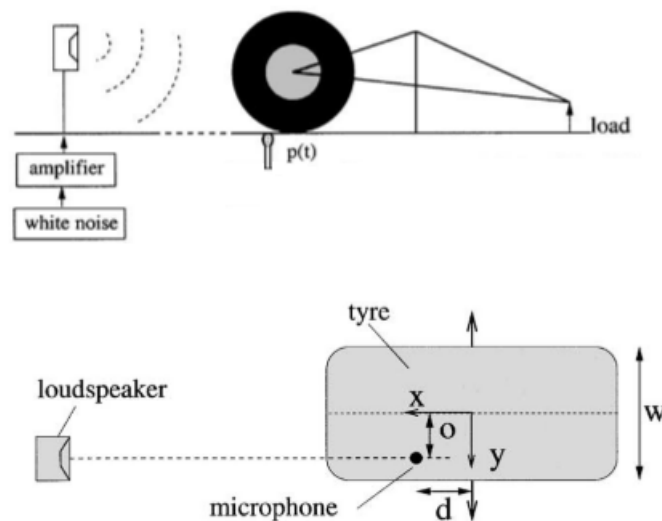


Figure A.1 – Montage expérimental réalisé par Graf *et al.* (2002).

anéchoïque et le pneu est maintenu par un châssis au-dessus du microphone. Un haut-parleur générant un son à travers une large bande de fréquences est connecté à une source de bruit blanc. Les expériences sont menées avec et sans pneu et les spectres de bruit sont obtenus dans chaque cas. Le rapport entre les amplitudes des deux spectres traduit l'amplification du bruit par effet dièdre. D'après la Figure A.2, une amplification de 20 dB est trouvée pour de petites valeurs de la

distance du microphone par rapport au centre du pneu, notée  $d$ , et pour les fréquences comprises entre 1000 Hz et 2000 Hz. Cette amplification existe toujours en augmentant la distance  $d$ , mais sa valeur est plus faible (8 dB comparée à 22 dB). L'effet dièdre reste présent même si la source de bruit est déplacée vers les flancs du pneu. D'autre part, l'amplification augmente avec la largeur du pneu alors qu'elle n'est pas influencée par la variation de la charge exercée.

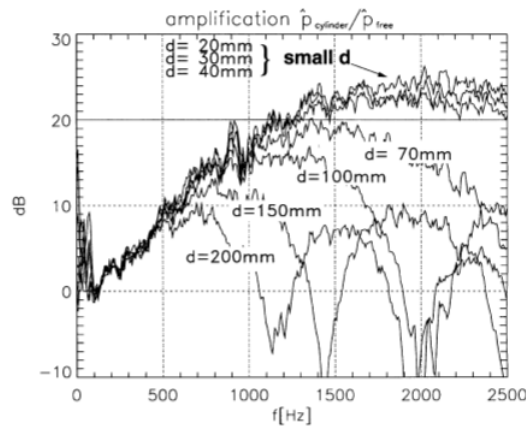


Figure A.2 – Variation de l'amplification du bruit par effet dièdre en fonction de la distance  $d$  entre le microphone et le centre de la surface de contact (Graf *et al.*, 2002).

## A.2 Mise en évidence analytique

Ronneberger *et al.* (1982) présentent un modèle décrivant le diagramme d'interférences dues à l'effet dièdre pour les fréquences élevées en se basant sur la méthode des sources images multiples mais sans considérer la courbure du pneu (Figure A.3). Ils assimilent le contact pneu/chaussée à un dièdre plan semi-infini. Les conditions aux limites peuvent être décrites par plusieurs sources images. La puissance totale de la source est alors répartie uniformément sur le cercle sur lequel se placent les sources images. Une fonction analytique est ensuite déduite pour calculer l'amplification qui dépend de l'angle  $\alpha$  avec le sol et de la distance  $d$  entre la source et la ligne de contact.

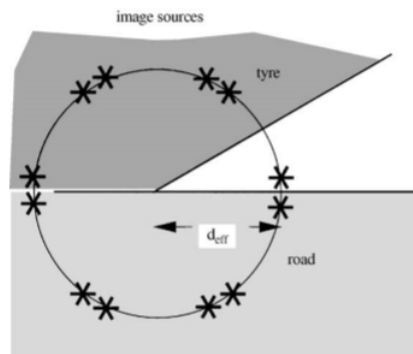


Figure A.3 – Modélisation de l'effet dièdre par Ronneberger (Graf *et al.*, 2002).

Kuo *et al.* (2002) améliorent le modèle de Ronneberger *et al.* (1982) en prenant en considération la courbure du pneu. Ils développent alors la théorie des rayons pour les fréquences élevées

(supérieures à 3 kHz). Le son émis par la source est considéré comme un rayon acoustique qui atteint un observateur situé dans le champ lointain suite à de multiples réflexions sur la surface du pneumatique et de la chaussée (Figure A.4 a). Ces réflexions sont décrites par une série de formules récursives résolues numériquement. La série de rayons réfléchis contribue à l'amplification du bruit émis et détecté en un point donné. L'amplitude de chaque contribution est calculée suivant le principe de la conservation de l'énergie acoustique tout au long de l'ensemble des rayons voisins. La pression acoustique est alors obtenue en additionnant toutes ces contributions, et l'amplification par effet dièdre est déduite en divisant le résultat par la pression correspondante à l'absence du pneu. L'amplification due à l'effet dièdre est comparée aux résultats de mesures de Graf *et al.* (2002) et montre un excellent accord essais/calculs, pour les fréquences supérieures à 3 KHz (Figure A.4 b).

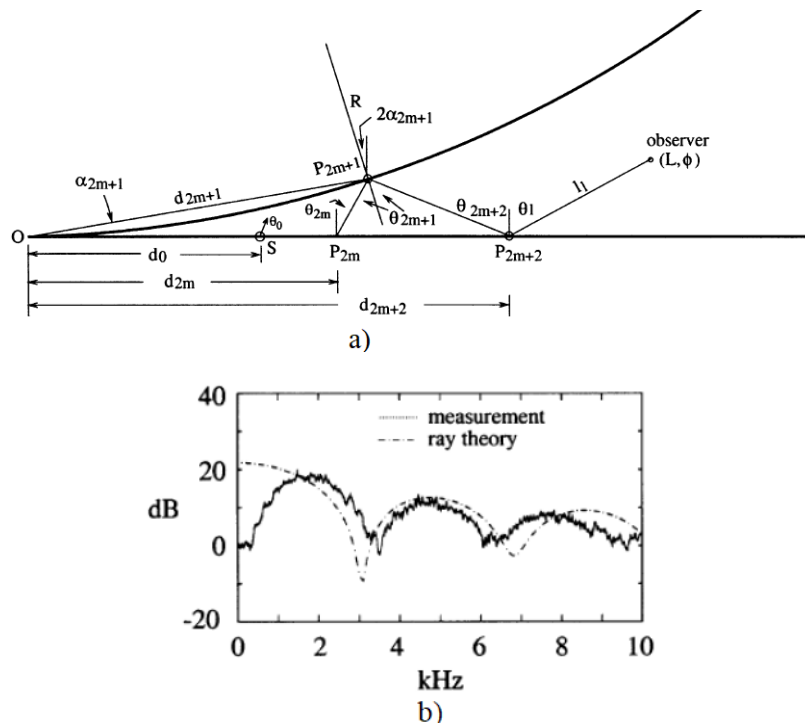


Figure A.4 – a) Réflexions multiples d'un rayon généré dans la zone de contact pneumatique/chaussée b) Amplification par effet dièdre par la méthode des rayons et comparaison avec des mesures (Kuo *et al.*, 2002).

Dans le même contexte, Kropp *et al.* (2000) ont développé un modèle analytique en 2D pour étudier l'effet dièdre (Figure A.5). L'amplification diminue avec la diminution de l'impédance de la chaussée et avec l'augmentation de sa rugosité pour les fréquences élevées. Les résultats du modèle sont en accord avec les mesures. Étant donné que le modèle en 2D permet d'évaluer cette amplification seulement dans le plan du pneumatique, des mesures d'amplification dans d'autres directions sont réalisées en faisant varier la position du microphone par rapport au centre du plan du pneumatique. L'amplification est alors mesurée suivant divers angles de réception par rapport à ce plan. Les résultats montrent que l'amplification est maximale dans le plan du pneumatique tout en restant non négligeable dans les autres directions.

Klein (2000) a développé un modèle pour caractériser l'effet dièdre par l'amplification de la pression acoustique due à une source ponctuelle d'émission de bruit. Les géométries considérées sont un cylindre infini (2D) et une sphère (3D) représentant le pneu et une surface plane parfaite-



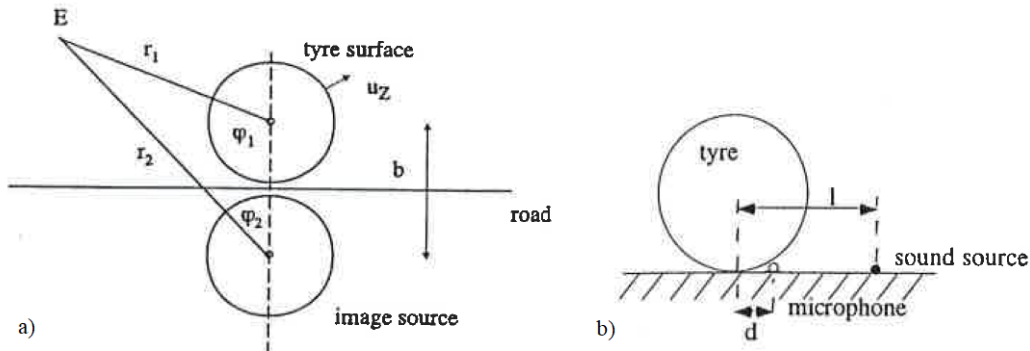


Figure A.5 – Effet dièdre a) modélisé et b) mesuré par Kropp *et al.* (2000).

ment réfléchissante pour la chaussée. La pression acoustique est exprimée sous forme de la somme de la contribution de la sphère et de son image pour représenter les réflexions correspondant à l'effet dièdre. L'amplification de la pression acoustique est obtenue surtout pour les fréquences élevées (Figure A.6).

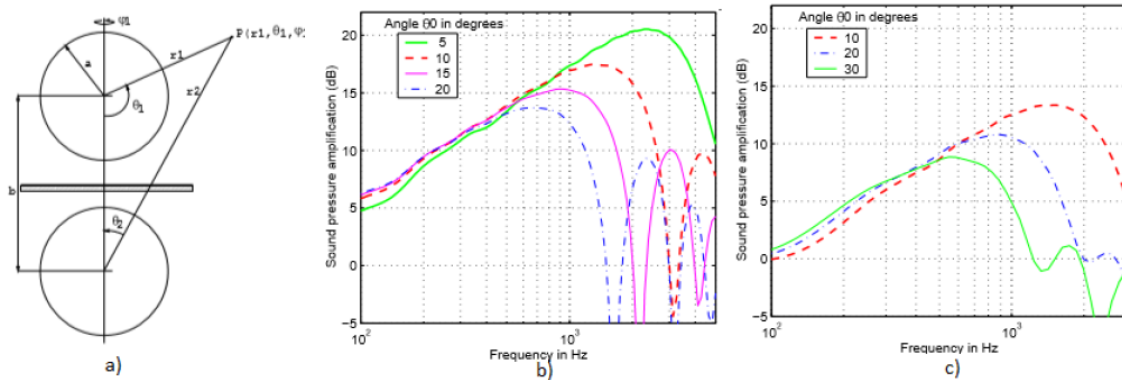


Figure A.6 – a) Modélisation 3D de l'effet dièdre b) Amplification de la pression acoustique par effet dièdre pour le cas du cylindre c) Amplification de la pression acoustique par effet dièdre pour le cas d'une sphère (Klein, 2000).

### A.3 Mise en évidence numérique

Le montage expérimental de Graf *et al.* (2002) présenté dans la Section A.1 a été modélisé en se basant sur des méthodes à éléments de frontière (BEM, Boundary Element Method) limité à 2500 Hz pour les critères de capacité mémoire. Un accord satisfaisant est trouvé entre les résultats numériques et expérimentaux : l'amplification est proche de 20 dB et elle est indépendante de la distance  $d$  du microphone par rapport au centre de la zone de contact pour les valeurs faibles de  $d$ . Cependant, l'amplification calculée augmente de 5 dB autour de 1000 Hz avec la charge, contrairement aux résultats expérimentaux indépendants de la charge.

Duhamel *et al.* (2006) ont aussi développé un modèle en utilisant la méthode des éléments de frontière. Ils mettent en évidence l'effet de l'absorption acoustique de la surface de la chaussée sur l'effet dièdre. Les résultats de ce modèle sont en accord avec les mesures effectuées par Becot et

Clairret (2004) et montrent que l'amplification du bruit par effet dièdre diminue de 2 à 5 dB pour les chaussées absorbantes, pour les fréquences élevées supérieures à 1000 Hz (Figure A.7).

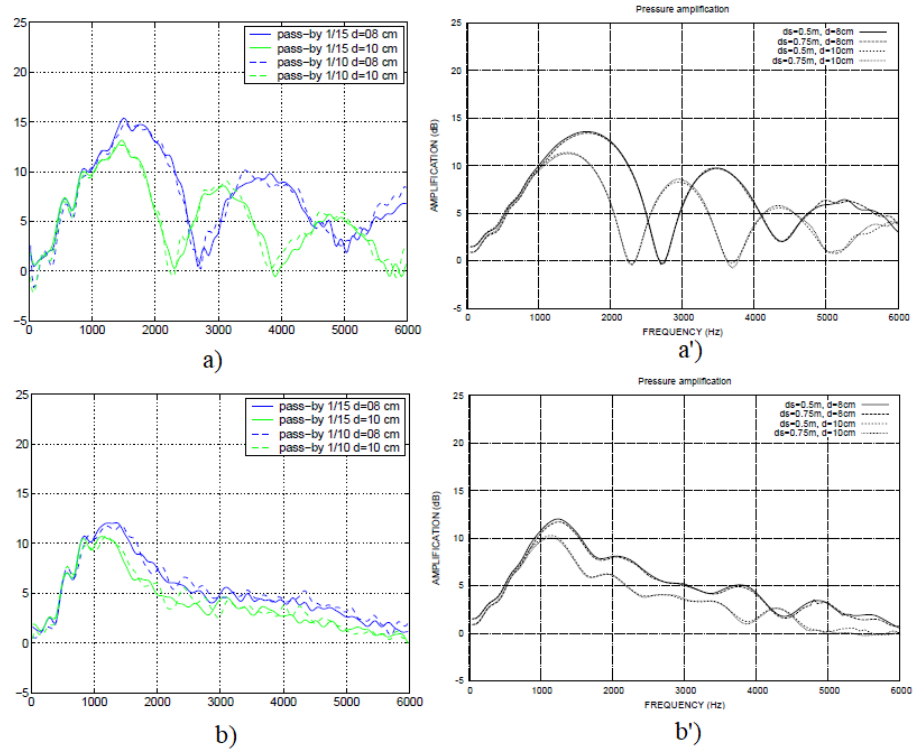




Figure A.7 – Diminution de l'amplification du bruit par effet dièdre due à l'absorption de la chaussée (a) et a') chaussée non absorbante, b) et b') chaussée absorbante) et comparaison avec des mesures (a') et b') mesures de Becot et Clairret (2004) , a) et b) calcul) (Duhamel *et al.*, 2006).



# Annexe B

## Caractéristiques du capteur de pression PCB 112 A22

Model Number 112A22	ICP® PRESSURE SENSOR		Revision: H ECN #: 40791	
<b>Performance</b>	<b>ENGLISH</b>	<b>SI</b>	<b>OPTIONAL VERSIONS</b>	
Measurement Range(for ±5V output)	50 psi	345 kPa	Optional versions have identical specifications and accessories as listed for the standard model except where noted below. More than one option may be used.	
Useful Overrange(for ± 10V output)	100 psi	690 kPa		
Sensitivity(± 15 %)	100 mV/psi	14.5 mV/kPa		
Maximum Pressure	500 psi	3450 kPa		
Resolution	1 mpsi	0.007 kPa		
Resonant Frequency	≥ 250 kHz	≥ 250 kHz		
Rise Time	≤ 2.0 μ sec	≤ 2.0 μ sec		
Low Frequency Response(-5 %)	0.50 Hz	0.50 Hz		
Non-Linearity	≤ 1.0 % FS	≤ 1.0 % FS		
<b>Environmental</b>				<b>E - Emralon coating</b> [4]
Acceleration Sensitivity	≤ 0.002 psi/g	≤ 0.0014 kPa/(m/s <sup>2</sup> )	Coating Emralon Emralon	
Temperature Range(Operating)	-100 to +275 °F	-73 to +135 °C	Electrical Isolation 10 <sup>9</sup> Ohm 10 <sup>9</sup> Ohm	
Temperature Coefficient of Sensitivity	≤ 0.06 %/°F	≤ 0.108 %/°C	Supplied Accessory : Model 065A08 Isolation ring 0.250"OD x 0.218" ID x 0.027" thk anodized aluminum (3)	
Maximum Flash Temperature	3000 °F	1650 °C	Supplied Accessory : Model 065A22 Isolation Seal, .250" OD x .218" ID x .015", Torlon or Vespel (3)	
Maximum Shock	20,000 g pk	196,000 m/s <sup>2</sup> pk	<b>H - Hermetic Seal</b> [4]	
<b>Electrical</b>			Sealing Welded Hermetic Welded Hermetic	
Output Polarity(Positive Pressure)	Positive	Positive	<b>J - Ground Isolated</b> [4][5]	
Discharge Time Constant(at room temp)	≥ 1.0 sec	≥ 1.0 sec	<b>N - Negative Output Polarity</b> [4]	
Excitation Voltage	22 to 30 VDC	22 to 30 VDC	<b>S - Stainless Steel Diaphragm</b> [4]	
Constant Current Excitation	2 to 20 mA	2 to 20 mA	Diaphragm 316L Stainless Steel 316L Stainless Steel	
Output Impedance	<100 Ohm	<100 Ohm	<b>W - Water Resistant Cable</b> [6][4]	
Output Bias Voltage	8 to 14 VDC	8 to 14 VDC	Supplied Accessory : Model 060A03 Clamp nut, 5/16-24-2A thd, 1/4" hex, stainless steel (1)	
<b>Physical</b>			<b>WM - Water Resistant Cable</b> [6][4]	
Sensing Geometry	Compression	Compression	Supplied Accessory : Model 060A05 Clamp nut M7 x 0.75-6g thd (1)	
Sensing Element	Quartz	Quartz		
Housing Material	17-4 Stainless Steel	17-4 Stainless Steel		
Diaphragm	Invar	Invar		
Sealing	Welded Hermetic	Welded Hermetic		
Electrical Connector	10-32 Coaxial Jack	10-32 Coaxial Jack		
Weight(with clamp nut)	0.21 oz	6.0 gm		
 [3]			<b>NOTES:</b>	
All specifications are at room temperature unless otherwise specified. In the interest of constant product improvement, we reserve the right to change specifications without notice. ICP® is a registered trademark of PCB Group, Inc.			[1] For +10 volt output, minimum 24 VDC supply voltage required. Negative 10 volt output may be limited by output bias.	
			[2] Zero-based, least-squares, straight line method.	
			[3] See PCB Declaration of Conformance PS023 for details.	
			[4] For sensor mounted in thread adaptor, see adaptor installation drawing for supplied accessories.	
			[5] Used with optional mounting adaptor.	
			[6] Clamp nut installed prior to cable attachment	
			<b>SUPPLIED ACCESSORIES:</b>	
			Model 060A03 Clamp nut, 5/16-24-2A thd, 1/4" hex, stainless steel (1)	
			Model 060A05 Clamp nut M7 x 0.75-6g thd (1)	
			Model 065A02 Seal ring, sensor flush mount, 0.248" OD x 0.219" ID x 0.015" thk, brass (3)	
			Model 065A05 Seal sleeve sensor recess mount 0.248" OD x 0.221" ID x 0.240" thk 17-4 (1)	
Entered: AP	Engineer: MJK	Sales: KWW	Approved: BAM	Spec Number:
Date: 3/19/2013	Date: 3/19/2013	Date: 3/19/2013	Date: 3/19/2013	6476
			Phone: 716-684-0001 Fax: 716-684-0987 E-Mail: info@pcb.com	
3425 Walden Avenue, Depew, NY 14043				



## Annexe C

# Transformation de Hilbert et décomposition modale empirique (EMD)

### C.1 Transformation de Hilbert

Pour un signal temporel arbitraire,  $X(t)$ , on peut toujours définir sa transformation de Hilbert notée  $Y(t)$  suivante :

$$Y(t) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{X(t')}{t-t'} dt' \quad (\text{C.1})$$

où  $P$  indique la valeur principale de Cauchy. Cette transformation existe pour toutes les fonctions de la classe  $L^p$ . Avec cette définition,  $Y(t)$  est le conjugué harmonique de  $X(t)$ , de sorte que nous pouvons avoir une fonction analytique,  $Z(t)$ , définie comme :

$$Z(t) = X(t) + iY(t) = a(t)e^{i\theta(t)} \quad (\text{C.2})$$

avec

$$a(t) = [X^2(t) + Y^2(t)]^{1/2}, \theta(t) = \arctan\left(\frac{Y(t)}{X(t)}\right) \quad (\text{C.3})$$

Théoriquement, il existe une infinité de façons de définir la partie imaginaire, mais la transformation de Hilbert fournit une manière unique de définir la partie imaginaire de sorte que le résultat soit une fonction analytique. L'équation (C.1) définit la transformation de Hilbert comme la convolution de  $X(t)$  avec  $1/t$ . Par conséquent, elle met l'accent sur les propriétés locales de  $X(t)$ . Dans l'équation (C.2), l'expression des coordonnées polaires clarifie davantage la nature locale de cette représentation : il s'agit du meilleur ajustement local d'une fonction trigonométrique variant en amplitude et en phase sur  $X(t)$ . La fréquence instantanée  $\omega(t)$  est définie comme :

$$\omega(t) = \frac{d\theta(t)}{dt} \quad (\text{C.4})$$

Prenons un exemple simple en examinant la fonction  $x(t) = \alpha + \sin t$ . Les variations de l'angle de phase et de la fréquence avec le temps sont représentées respectivement Figure C.1 i et Figure C.1 ii pour trois valeurs différentes de  $\alpha$ .

Ces exemples simples illustrent physiquement que, pour un signal simple tel qu'une fonction sinus, la fréquence instantanée ne peut être définie que si nous contraignons la fonction à être symétrique localement par rapport à la moyenne locale nulle. Sinon, la fonction de phase et la

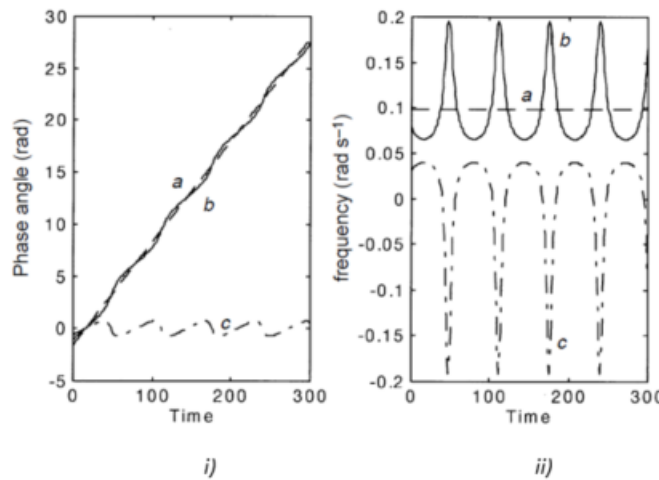


Figure C.1 – (i) L’angle de phase brute (ii) La fréquence instantanée calculée selon l’équation (C.4); (a)  $\alpha = 0$ ; (b)  $\alpha < 1$ ; (c)  $\alpha > 1$  (Huang *et al.*, 1998)

fréquence instantanée prennent toutes les deux des valeurs négatives qui n’ont pas de sens physique comme indiqué dans les courbes c de la Figure C.1 si  $\alpha > 1$ . Ce sont des restrictions de la transformation de Hilbert dans le calcul de la fréquence instantanée.

La limitation d’intérêt ici n’est pas liée à l’existence de la transformation de Hilbert qui est générale et globale, mais à l’existence d’une fréquence instantanée significative, restrictive et locale. Cette restriction locale suggère également une méthode de décomposition des données en composantes pour lesquels la fréquence instantanée peut être définie. Ces composantes nous amènent à définir une classe de fonctions, basée sur ses propriétés locales, désignées par fonction de mode intrinsèque (IMF : Intrinsic Mode Function) pour lesquelles la fréquence instantanée peut être définie partout. Après avoir obtenu les IMFs, la transformation de Hilbert est appliquée à chacune d’elle afin de calculer la fréquence instantanée selon l’équation (C.4). La technique de l’obtention des IMF par la décomposition modale empirique est expliquée dans la suite.

## C.2 Décomposition modale empirique (EMD)

Comme expliqué ci-dessus, physiquement, les conditions nécessaires pour que nous puissions définir une fréquence instantanée significative sont que les fonctions soient symétriques par rapport à la moyenne nulle et qu’elles aient le même nombre de passages par zéro et d’extrema. Sur la base de ces observations, on définit la fonction de mode intrinsèque (IMF) comme étant une fonction qui répond à deux conditions : (1) dans l’ensemble des données, le nombre d’extrema et le nombre de passages par zéro doivent être égaux ou différent au plus d’un ; et (2) en tout point, la valeur moyenne de l’enveloppe définie par les maxima locaux et de l’enveloppe définie par les minima locaux est égale à zéro.

Une méthode pour obtenir ces IMFs a été proposée par Huang *et al.* (1998) et est basée sur la Décomposition Modale Empirique (EMD : Empirical Mode Decomposition) consistant à décomposer un signal en une somme de composantes oscillantes extraites directement de celui-ci de manière adaptative.

L’analyse est donc récursive et le signal  $x(t)$  est décomposé en deux parties ( Figure C.2) : une oscillation rapide  $d_1[x](t)$ , considérée comme une contribution haute fréquence locale, et une oscillation plus lente  $m_1[x](t)$  considérée comme une contribution basse fréquence locale de telle

sorte que l'on ait :

$$x(t) = m_1[x](t) + d_1[x](t) \tag{C.5}$$



Figure C.2 – Principe de l'EMD (Flandrin, 2007)

L'oscillation lente est ensuite décomposable à son tour selon la même technique en appliquant la procédure sur le résidu  $m_1[x](t)$  devenu le nouveau signal, ce qui donne à nouveau un mode  $d_2[x](t)$  et un résidu  $m_2[x](t)$ .

Les différents modes (ou IMF),  $d_k[x](t)$ , sont alors extraits itérativement par cette décomposition représentée par :

$$x(t) = m_K[x](t) + \sum_{k=1}^K d_k[x](t) \tag{C.6}$$

avec  $K$  l'ordre de décomposition. Pour chaque IMF, le nombre de zéros et le nombre d'extrema diffèrent d'au plus un et la moyenne locale est nulle. La procédure d'extraction d'IMFs se termine lorsque l'une de ces conditions n'est plus satisfaite par le résidu obtenu à la fin de chaque itération. La Figure C.3 donne un exemple de signal décomposé en plusieurs IMFs par la méthode de l'EMD.

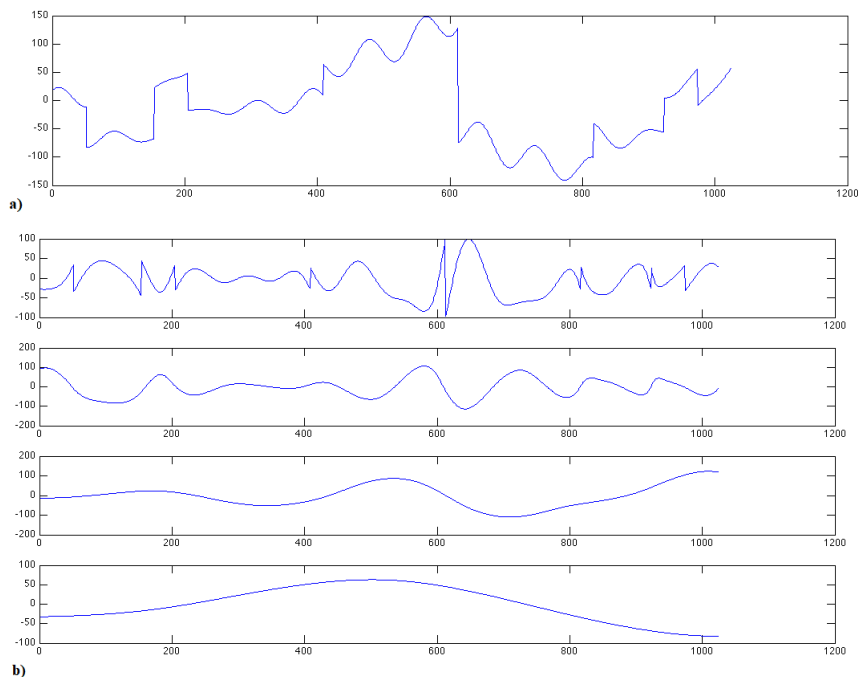


Figure C.3 – a) signal de référence; b) IMFs du signal de référence (Kerebel *et al.*, 2011).







---

**Titre :** Étude des mécanismes aérodynamiques à l'origine du bruit de contact pneumatique/chaussée

**Mots clés :** bruit de contact pneumatique/chaussée, pompage d'air, cavité de chaussée, mesure de pression d'air dynamique, modélisation CFD, méthode de piston.

**Résumé :** Cette thèse traite des mécanismes de pompage d'air à l'origine du bruit de roulement dans le cas d'un pneumatique lisse roulant sur une cavité cylindrique intégrée à la chaussée. Un modèle CFD est utilisé pour calculer la variation de la pression d'air dynamique au fond de la cavité dont le volume varie durant le contact avec le pneu. Une méthode de piston a été validée pour modéliser cette variation de volume par un déplacement vertical du fond de la cavité, équivalent à la variation de son volume causée par la pénétration de la bande de roulement durant le contact. La variation de volume utilisée dans le modèle de piston est déterminée tout d'abord numériquement par un modèle de contact puis expérimentalement par la mesure de la pénétration de la gomme sur un banc d'essai. Ce dernier a également servi pour la mesure de la pression d'air dynamique au fond de la cavité,

montrant que le pompage d'air dépend peu de la charge appliquée mais augmente avec la vitesse et diminue avec la profondeur de la cavité. Ces résultats sont ensuite comparés aux résultats numériques prenant en compte les différentes configurations expérimentales. La surpression interne calculée au fond de la cavité augmente avec la variation de volume et l'accord avec la mesure est satisfaisant. Le calcul de la pression d'air dynamique aux bords d'attaque et de fuite montre que le pompage d'air interne lors de l'ouverture de la cavité génère une onde qui se propage à l'extérieur principalement vers l'arrière du pneu. Le niveau d'énergie des ondes émises augmente avec la vitesse de roulement suivant un exposant de vitesse dont la valeur dépend du pourcentage de variation de volume de la cavité.

---

**Title :** Study of aerodynamic mechanisms leading to tyre/road noise

**Keywords :** tyre/road noise, air-pumping , road cavity, dynamic air pressure measurement, CFD modeling, piston method.

**Abstract :** This thesis deals with air-pumping mechanisms leading to tyre/road noise in the case of a slick tyre rolling on a cylindrical road cavity. A CFD model was used to calculate the dynamic air pressure variation at the cavity bottom, assuming a volume variation of this cavity during contact with the tyre. A piston method was validated in order to model this volume variation by a vertical displacement of the cavity bottom, equivalent to the volume variation caused by the tyre tread penetration during contact. The volume variation used in the piston model was determined first numerically by a contact model and then experimentally by measuring the penetration of the rubber on a test rig. The latter was also used for the measurement of dynamic air pressure at the cavity bottom, showing that air-pumping fewly

depends on the applied load but increases with speed and decreases with the cavity depth. These results were then compared with the numerical results modeling the experimental set-up, considering the different testing configurations. The internal overpressure calculated at the cavity bottom increases with the change in volume and the agreement with measurements was satisfactory. The calculation of the dynamic air pressure at the leading and trailing edges showed that the internal air-pumping during the cavity opening generates an external wave which propagates mainly towards the rear of the tyre. The energy level of the emitted waves increases with the rolling speed according to a speed exponent which value depends on the percentage of the cavity volume variation.