Étude numérique et expérimentale du comportement d'étanchéité des joints sans contact à rainures hélicoïdales

Mohamed Jarray

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale : Science et ingénierie en matériaux, mécanique, énergétique et aéronautique

Secteur de Recherche : Génie mécanique, productique, transport

Présentée par :

Mohamed JARRAY

****

Etude numérique et expérimentale du comportement d'étanchéité des joints sans contact à rainures hélicoïdales

****

Directeur de Thèse : Dominique SOUCHET
Co directeur : Aurelian FATU
Co-encadrant : Yann HENRY

****

Soutenue le 3 Décembre 2018

Devant la Commission d'Examen

****

<u>JURY</u>

M.HELLOU, Professeur, INSA Rennes	Président
T.CICONE, Professeur, Université "Politehnica" de Bucarest	Rapporteur
A.SAULOT, Maître de conférences, HDR, INSA Lyon	Rapporteur
V.FORTUNE, Maître de conférences, Université de Poitiers	Examinateur
A.MARIOT, Docteur, Safran Aircraft Engines	Examinateur
Y.HENRY, Maître de conférences, Université de Poitiers	Examinateur
A.FATU, Professeur, Université de Poitiers	Examinateur
D.SOUCHET, Professeur, Université de Poitiers	Examinateur

Etude numérique et expérimentale du comportement d'étanchéité des joints sans contact à rainures hélicoïdales

Résumé

Les joints sans contact sont des solutions d'étanchéité optimales pour les systèmes mécaniques fonctionnant à des vitesses relativement élevées. Ils ont une durée de vie importante et ont été proposés pour une utilisation dans les moteurs spatiaux. Un type de joints d'étanchéité sans contact, le joint visqueux, est étudié en détail dans ce travail de thèse au moyen d'une analyse numérique et expérimentale. Ce travail présente un modèle numérique développé pour prédire le comportement du joint visqueux en régime laminaire et turbulent. L'interface liquide-air dans le joint est également étudiée en utilisant une approche CFD (Computational Fluid Dynamics) basée sur la méthode VOF (Volume Of Fluid). La conception et la réalisation d'un dispositif expérimental a permis de confronter les résultats numériques et expérimentaux, l'écart entre les deux approches n'excède pas 10% dans 95% des cas étudiés.

Mots clés : Tribologie, Etanchéité dynamique, Etanchéité sans contact, Joint visqueux, CFD, Equation de Reynolds, Analyse expérimentale

Numerical and experimental study of the sealing behavior of viscoseals

Abstract

Contactless seals are optimal sealing solution for mechanical systems operating with relatively high speeds. They have an important operation life time, and they were proposed for use in space engines. One type of non-contact seals, the viscoseal, is studied in detail in this work through a numerical and experimental analysis. This work presents a numerical model developed to predict the viscoseal behavior in laminar and turbulent regime. The interface liquid-air in the seal is also studied using a CFD (Computational Fluid Dynamics) approach based on VOF (Volume Of Fluid) method. The design and installation of an experimental device allowed the comparison of the numerical and experimental results, the difference between the two does not exceed 10% for 95% of studied cases.

Keywords: Tribology, Dynamic sealing, Contactless sealing, Viscoseal, CFD, Reynolds equation, Experimental analysis

Avant-propos

Cette étude a été effectuée au département « Génie Mécanique et Systèmes Complexes » de l'Institut Pprime, dirigé par Monsieur Dominique SOUCHET, Monsieur Aurelian FATU et Monsieur Yann HENRY. À chacun d'eux, je suis très reconnaissant pour leur patience, leur inspiration et leur amitié. Je leur exprime ma gratitude pour m'avoir invité à ce voyage passionnant dans le royaume de la tribologie.

Durant mon travail de recherche, j'ai eu le plaisir de couvrir un large éventail de disciplines en mécanique des fluides et en mécanique numérique : les hypothèses de films minces, la turbulence, les problèmes multiphasiques et les techniques de simulation par éléments finis. Bien sûr, ce travail de thèse n'aurait pas été possible sans le soutien de nombreuses personnes que je souhaite remercier:

Professeur Aurelian FATU, dont les connaissances se sont révélées inestimables dans certains domaines essentiels de ma recherche, facilitant l'exploration et l'explication plus approfondie de nombreux phénomènes décrits dans cette thèse. Je lui suis également reconnaissant pour son aide régulière et ses conseils sur des questions techniques et scientifiques.

Professeur Dominique SOUCHET, malgré un emploi du temps extrêmement chargé, Dominique a toujours trouvé le temps de m'aider à répondre à des questions scientifiques allant du banal au presque incompréhensible.

Dr. Yann HENRY possède de riches connaissances en conception expérimentale, les outils et les connaissances qu'il a pris le temps et l'effort de me fournir ont indéniablement eu une influence transformatrice sur mes recherches.

Je voudrais également remercier le professeur Mohamed HAJJAM qui, à mon avis, représente tout ce qu'un scientifique devrait être, toujours prêt à partager librement ses connaissances dans l'espoir de faire progresser son domaine, son équipe et ses collègues. Il n'a jamais manqué de fournir un nouvel angle et un aperçu impressionnant. Il était une source incessante d'encouragement et de motivation.

Je remercie également Valery VALLE de l'axe Photomécanique et analyse Expérimentale en Mécanique des solides pour les belles photos à grande vitesse du banc expérimental. Je remercie Jean Pierre BORDES pour son aide dans la mesure d'incertitude d'usinage pour le joint visqueux. Je remercie Mourad TARGAOUI pour son aide initiatrice au début de ma thèse.

Il est impossible de reconnaître tous ceux qui m’ont aidé à compléter cette thèse. Je remercie tous les membres du laboratoire qu’ils soient au Futuroscope ou à Angoulême pour le soin avec lequel ils m’ont aidé à préparer cette thèse. Bien sûr toute l'aide que j’ai reçue n’était pas seulement sous la forme de conseils techniques. Je suis reconnaissant à mes amis pour les discussions qui ont clarifié ma pensée. Leur amitié et leur collaboration professionnelle signifie beaucoup pour moi.

Enfin je remercie ma famille qui a été extrêmement compréhensive et favorable à mes études.

JARRAY Mohamed

Table des matières

Liste des Figures ix

Liste des tableaux xii

Nomenclature xiii

Introduction Générale xv

1. Contexte et Motivations 18

1. Introduction 18
2. Concept de base des joints dynamiques 19
3. Mécanismes d'étanchéité du joint visqueux 20
4. Les bases de la lubrification hydrodynamique 22
    4.1. Hypothèse de film mince 22
    4.2. Effet inertiel 22
    4.3. La cavitation 23
5. Etude bibliographique sur les joints visqueux 23
    5.1. Contexte historique 24
    5.2. Traitement d'inertie 29
    5.3. Traitement de la turbulence 31
    5.4. Interface liquide-air 33
6. Conclusion et objectifs généraux 33

2. Mise en équation et modélisation numérique 36

1. Introduction 36
2. Approche numérique 37
    2.1. Géométrie du domaine 37
    2.2 Équation de Reynolds 38
    2.3. Traitement de la rupture du film 41
    2.4. Évaluation des forces de frottement visqueux 42
    2.5. Discrétisation par la méthode des éléments finis 43
3. Algorithme numérique 47
4. Traitement de l'effet d'inertie au niveau des discontinuités du film liquide 48
5. Traitement de la turbulence 48
6. Conclusion 49

3. Turbulence et traitement d'inertie 51

1. Introduction 51

2. Traitement de l'inertie 52

2.1. Domaine d'étude et conditions aux limites 52

2.2. Modélisation CFD sur OpenFoam 52

2.2.3 Résultats et discussions 54

3. Caractéristiques et performances des joints visqueux en régime d'écoulement laminaire et turbulent 58

3.1. Comparaisons numériques et expérimentales 58

3.3. Étude numérique de l'influence des caractéristiques géométriques du joint visqueux 64

3.3.1. Influence du jeu radial 64

3.3.2. Influence de la profondeur des rainures 66

3.3.3. Influence de la densité des rainures 66

4. Conclusion 67

4. Prédiction de l'interface liquide-gaz dans le joint au moyen d'une approche multiphasique 70

1. Introduction 70

2. Méthodologie numérique 71

2.1. Domaine de calcul 73

2.2. Le Maillage 74

2.3. Équations théoriques 76

2.5. Conditions aux limites, acquisition de données expérimentales, et discrétisation. 79

3. Résultats et discussion 80

3.1. Régime laminaire 82

3.2. Régime turbulent 86

4. Conclusion 88

5. Etude expérimentale 90

1. Introduction 90

2. Dispositif expérimental 90

2.1. Caractéristiques mécaniques 91

2.1. Instrumentation de la cellule 95

2.3 Métrologie 98

2.4. Station de contrôle 101

3. Comparaison entre résultats expérimentaux et numériques 102
3.1. Mesures de la longueur d'étanchéité avec la cellule en PMMA 105
3.2. Mesures avec la cellule en bronze 108
3.3. Mesures de la pression 109
4. Conclusion 110
Conclusion générale 111
Annexe A 113
Annexe B 117

Liste des Figures

Chapitre 1

Figure 1.1. Système d'étanchéité dynamique. 19

Figure 1.2. Classement des étanchéités dynamiques. 20

Figure 1.3. Vis d'Archimède (Rorres, 2000). 20

Figure 1.4. Vue illustrative du principe de fonctionnement du joint visqueux. 21

Figure 1.5. Exemple d'un joint visqueux (ergoseal.com)..21

Figure 1.6. Forme cylindrique et forme développée de la vis de pompage (Alves 2009). 24

Figure 1.7. Pompe à mercure de SNAP-8 (Azusa C, 1971). 25

Figure 1. 8. Illustration du banc d'essai du joint visqueux monté verticalement (McGrew, 1965).27

Figure 1. 9. Coefficient d'étanchéité en fonction de la densité des rainures pour différentes vitesses de rotation, n=4, β=30°, Pression d'entrée P=0.2 MPa, c=0.1 mm, h0=0.1 mm (Targaoui, 2015)...29

Figure 1. 10. Différences relatives Δ1 entre les résultats obtenus avec les modèles Re et NS (Dobrica, 2009)..31

Figure 1. 11. Coefficient d'étanchéité en fonction du nombre de Reynolds basé sur le jeu, pour trois joint à 3, 6 et 12 rainures (Stair, 1970). 33

Chapitre 2

Figure 2.1. Forme développée du joint visqueux avec 4 rainures. 37

Figure 2.2. Une chaine rainure-crête du joint visqueux. 39

Figure 2.3. Illustration du maillage en éléments finis. 43

Figure 2.4. Algorithme numérique. 47

Figure 2.5. Chaine rainure-crête du joint visqueux. 48

Chapitre 3

Figure 3.1. Outils utilisés pour la simulation CFD. 53

Figure 3.2. Pression le long d'une ligne choisie de manière aléatoire dans la géométrie du joint visqueux ; a) 0 m<z<0,035; b) 0,065 m<z<0,095. 53

Figure 3.3. Vue détaillée du maillage 3D au niveau de la discontinuité. 54

Figure 3.4. Pression le long de l'axe x à z/L=0,5 pour la surface avec rainure. 55

Figure 3.5. Pression le long de l'axe x à z/L=0,5 pour la surface sans rainure. 55

Figure 3.6. Distribution de la pression obtenue en utilisant OpenFoam : forme cylindrique du joint (a) forme développée du joint (b). 56

Figure 3.7. Pression le long de l'axe x à z/L=0,5 pour différents nombres Re, comparaison entre NS, Re+I et Re. 57

Figure 3.8. Coefficient d'étanchéité dans la zone de transition en fonction de Rec pour différentes valeurs de n (Joint-2). 60

Figure 3.9. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Rec pour différents lubrifiants : Joint-1 61
Figure 3.10. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Rec pour différents lubrifiants : Joint-2. 61
Figure 3.11. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Rec pour différents lubrifiants : Joint-3. 62
Figure 3.12. Variation du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation pour le joint #2. 63
Figure 3.13. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Rec pour différentes valeurs de jeu radial. 64
Figure 3.14. Variation du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation pour différentes valeurs de jeu radial. 65
Figure 3.15. Variation du coefficient d'étanchéité Δ en fonction du ratio $c/$h0 pour des vitesses de rotation de 500 et 2 500 tr/min. 65
Figure 3.16. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Rec pour différentes valeurs de profondeur de rainure h0. 66
Figure 3.17. Influence de la densité de rainures sur le coefficient d'étanchéité. 67

Chapitre 4

Figure 4.1. Diagramme pour un écoulement eau/air dans une conduite horizontale de 7,9 cm (Badie, 2000) 71
Figure 4.2. Contours de la fraction de volume pour une interface sinusoïdale (a) HRIC (b) BGM (Walters, 2009). 72
Figure 4.3. Le domaine de calcul numérique du joint visqueux. 74
Figure 4.4. Effets du raffinement du maillage sur la prédiction de la longueur d'étanchéité ; longueur d'étanchéité en fonction de la vitesse de rotation. 75
Figure 4.5. Différence relative de la longueur d'étanchéité, entre les différents maillages et le maillage numéro 6, en fonction de la vitesse de rotation. 75
Figure 4.6. Vue rapprochée du maillage numérique. 76
Figure 4.7. Capture de l'interface liquide-gaz pour quatre schémas de reconstruction d'interface. 81
Figure 4.8. Longueur d'étanchéité sans dimension pour différents nombres de Reynolds pour le joint visqueux à 12 rainures 82
Figure 4.9. Longueur d'étanchéité sans dimension pour différents nombres de Reynolds pour le joint visqueux à 6 rainures 83
Figure 4.10. Répartition de la pression et la fraction de volume dans le joint visqueux ayant 12 rainures : (a) dans la surface rainurée du joint visqueux ; (b) dans la surface non rainurée du joint visqueux. 84

Figure 4.11. Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds, joint visqueux avec 12 rainures. 85
Figure 4.12. Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds, joint visqueux avec 6 rainures. 85
Figure 4.13. Variation de la longueur d'étanchéité en fonction du nombre de Reynolds pour le joint visqueux à 12 rainures 87
Figure 4.14. Variation de la longueur d'étanchéité en fonction du nombre de Reynolds pour le joint visqueux à 6 rainures 87
Chapitre 5
Figure 5.1. Dispositif expérimental 91
Figure 5.2. Viscosité de l'huile ISO VG 46 en fonction de la température. 92
Figure 5.3. Alimentation du joint visqueux 92
Figure 5.4. Banc expérimental, cellule transparente. 93
Figure 5.5. Banc expérimental équipé de la cellule en bronze. 94
Figure 5.6. Vue illustrative du joint visqueux. 95
Figure 5.7. Emplacement des capteurs de pression (P) et de température (T). 96
Figure 5.8. Capteurs de pression. 96
Figure 5.9. Détail de la prise de pression sur la cellule. 97
Figure 5.10. Distribution de la pression dans le canal du joint visqueux à proximité d'une prise de pression 97
Figure 5.11. Rectitude axiale de la cellule transparente mesurée le long de quatre lignes équidistantes de 90 °. 98
Figure 5.12. Mesures de circularité prises sur 13 plans équidistants le long de la cellule transparente. 99
Figure 5.13. Circularité au niveau de trois plans le long de la cellule en bronze obtenue avec le Talyrond 365. 99
Figure 5.14. a) le joint visqueux testé; b) vue rapprochée de la rainure; c) déformation verticale dans la surface rainurée; d) reconstruction plane du joint en fonction de la profondeur de la rainure avec le Talyrond 365. 100
Figure 5.15. Instruments de mesure de précision, a) Talyrond 365, b) Mc 1004 E. 101
Figure 5.16. Interface utilisateur réalisée sous Labview pour le contrôle du banc. 102
Figure 5.17. Longueur d'étanchéité vue à travers la cellule en PMMA à l'aide d'un stroboscope à haute fréquence à 2000 tr/min et 43°C ; a) 0,02 MPa; b) 0,03 MPa; c) 0,04 MPa; d) 0,05 MPa..103
Figure 5.18. Interface liquide-air dans le joint en utilisant de l'eau. 104
Figure 5.19. Interface huile-air à une vitesse de 2000 tr/min. 105

Figure 5.20. Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques; longueur d'étanchéité en fonction des vitesses de rotation pour différentes pressions d'entrée; Pi=0.02 MPa et Pi=0.04 MPa ; température d'alimentation Ti=47°C. 106
Figure 5.21. Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques; longueur d'étanchéité en fonction des vitesses de rotation pour différentes pressions d'entrée ; Pi=0.03 MPa et Pi=0.05 MPa ; température d'alimentation Ti=47°C....................106
Figure 5.22. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques; longueur d'étanchéité en fonction de la température d'entrée du lubrifiant pour différentes vitesses de rotation ; Pi=0.05 MPa. 107
Figure 5.23. Température du fluide le long du joint visqueux pour différentes vitesses de rotation à Pi=0.1 MPa. 108
Figure 5.24. Couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation pour des pressions d'entrée Pi=0.1 MPa et Pi=0.15 MPa ; température d'alimentation Ti=47°C. 109
Figure 5.25. La pression le long du joint visqueux ; comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle Reynolds à 2500 tr/min ; température d'alimentation Ti=47°C 109
Figure 5.26. La pression le long du joint visqueux ; comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle Reynolds 4000 tr/min ; température d'alimentation Ti=47°C....................110

Liste des tableaux

Chapitre 3
Tableau 3.1: Caractéristiques des joints (Luttrull, 1970). 58
Tableau 3.2: Caractéristiques des fluides (Luttrull, 1970). 59
Tableau 3.3: Valeurs expérimentales du nombre de Reynols (Luttrull, 1970). 59
Chapitre 4
Tableau 4.1. Caractéristiques géométriques des joints visqueux testés (Stair, 1970). 73
Chapitre 5
Tableau 5.1. Capacités du banc d'essai. 91
Tableau 5.2. Caractéristiques géométriques du joint visqueux 95

Nomenclature

c	Jeu (m)
D_j	Diamètre du joint (m)
$D_h = 2\frac{I.c+I_g.h_0}{(I+h_0)}$	Diamètre hydraulique (m)
D	Variable universelle
e_r	Erreur Relative
F	Fonction de commutation
f	Facteur de frottement
F_s	Tension surfacique (N/m)
h	Epaisseur du film (m)
h_0	Profondeur des rainures (m)
I_r	Largeur de la crête normale à la rainure (m)
I_g	Largeur normale à la rainure (m)
k	Energie cinétique turbulente (J/kg)
L	Longueur du joint (m)
L_z	Longueur d'étanchéité (m)
n	Nombre de rainures
R	Rayon du joint (m)
$Re_c = \frac{u\rho c}{\mu}$	Nombre de Reynolds basé sur le jeu
$Re_{D_h} = \frac{u\rho D_h}{\mu}$	Nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique
t	Temps (s)
p	Pression (Pa)
u	Vitesse (m/s)
x, y, z	Coordonnées cartésiennes (m)
Symboles Grecs	
α	Fraction de volume
α_f	Fraction de volume surfacique
α_d	Fraction de volume d'une cellule donneuse
β	Angle des rainures (°)
γ	Densité des rainures
ε	Taux de dissipation d'énergie (J/kg.s)
κ	Courbure de l'interface liquide-gaz
Λ	Coefficient d'étanchéité
$\lambda = I_g/h_0$	Rapport largeur / profondeur de la rainure
ξ	Limiteur de flux (Slope limiter)
ρ	Densité $(\mathrm{kg\,m^{-3}})$
σ	Coefficient de la tension surfacique (N/m)
μ	Viscosité (Pa.s)
Δ	Coefficient d'étanchéit

Introduction Générale

Les machines industrielles, les véhicules automobiles, les moteurs à réaction, et de nombreux autres dispositifs mécaniques, contiennent des pièces en mouvement les unes par rapport aux autres. Les éléments d'étanchéité jouent un rôle important dans le fonctionnement de ces systèmes mécaniques, en particulier dans les mécanismes à grandes vitesses de fonctionnement. Par exemple, les machines à fluide contenant des pièces mobiles, nécessitent des joints dynamiques pour empêcher les fuites du fluide hors de la machine ou entre les composants. Une telle fonction est importante pour assurer le fonctionnement fiable de ces machines et, surtout, pour protéger l'environnement contre des émissions indésirables et nocives. De plus, il a été démontré que la réduction des fuites entraîne une meilleure performance en termes de diminution de la consommation d'énergie spécifique et d'augmentation du rendement disponible. En effet, des études menées par Steinetz et Hendricks du Glenn Research Center de la NASA en 2004 (Steinetz, 2004) ont conclu que la prise en compte des fuites d'étanchéité et des écoulements secondaires dans la conception du moteur, demeure le moyen le plus efficace et le plus rentable pour améliorer le rendement et minimiser les coûts d'entretien.

Pour réduire les fuites de fluides à travers le jeu entre les pièces tournantes et stationnaires d'une machine, on utilise des joints avec ou sans contact. Les joints avec contact créent une zone de contact permanent entre les pièces. Ils ont de très faibles taux de fuites, mais le frottement entraîne l'usure de ces joints. Dans les systèmes d'étanchéité sans contact, il n'y a pas de contact dans la zone d'étanchéité entre le joint et les pièces de la machine. Les deux parties du système d'étanchéité sont séparées par un petit espace, de sorte que les pièces ayant des mouvements relatifs ne soient pas en contact l'une avec l'autre, ce qui permet d'éviter d'éventuels dommages dus au frottement et de ce fait, il n'y a pas d'usure.

Le joint visqueux, connu aussi sous le nom de joint à rainures hélicoïdales (JRH) et turbine à vis, est considéré comme un dispositif d'étanchéité dynamique sans contact qui présente de multiples avantages : compacité, absence de fuites, faible taux d'usure et longue durée de vie. Le principe de fonctionnement des joints visqueux consiste à compenser la fuite dans une direction en générant, hydrodynamiquement, un flux de pompage inverse dans la direction opposée. Ceci est assuré par le mouvement relatif d'une surface rainurée par rapport à une surface qui peut être rainurée ou non. Bien que fiable, ce type de joints n'a pas fait l'objet de recherches approfondies en raison de ses caractéristiques complexes et des nombreux paramètres qui régissent son mécanisme de lubrification.

L'objectif de ce travail est de comprendre le mécanisme d'étanchéité et de lubrification pour développer un modèle numérique capable de prédire la performance du joint visqueux en régime laminaire et turbulent. Parallèlement, un dispositif expérimental spécifiquement conçu pour cette étude va permettre d'identifier les phénomènes physiques à l'interface rotor/stator et valider les modèles numériques.

Les modèles numériques accompagnent aujourd'hui les ingénieurs dans leurs travaux de conception dans tous les secteurs industriels, y compris les machines de lubrification et les dispositifs d'étanchéité. Et il y a de plus en plus de recherches scientifiques qui visent à fournir des modèles numériques pour aider à mieux caractériser les systèmes mécaniques. Ces modelés numériques, peuvent être utilisés comme un outil de dimensionnement, pour des expériences, ou même comme un moyen pour éviter de longues expérimentations en les validant sur une expérience de référence, comme Mosekilde l'a dit : "Une bonne expérience vaut mille modèles... ; mais un bon modèle peut rendre mille expériences inutiles" (Mosekilde, 1991). De plus, les modèles numériques sont souvent utilisés dans le processus de conception ou pour prendre des décisions dans des situations marquées par l'incertitude. Toutefois, les différences par rapport aux données expérimentales réelles dépendent des hypothèses formulées lors de la théorisation et de l'élaboration du modèle numérique. Les hypothèses sont la clef de voûte pour obtenir des résultats fiables. Cette dépendance ne doit pas être ignorée, car elle est souvent méconnue par les utilisateurs du code numérique qui, hypothétiquement, ne parviennent pas à identifier les hypothèses sur lesquelles le modèle est basé. La majorité des modèles numériques en lubrification sont basés sur des hypothèses simplificatrices qui découlent des écoulements considérés en film mince. Les modèles à film mince combinent une bonne précision et un faible temps de calcul. Toutefois, leur application est limitée car elles reposent sur un certain nombre d'hypothèses qui aboutissent à l'équation de Reynolds, où l'effet d'inertie et la turbulence ne sont pas considérés ; une partie de cette étude se concentre sur ces limitations.

Une première étape de ce travail porte sur le développement d'un modèle numérique basé sur l'équation de Reynolds, capable de prédire le comportement du joint visqueux en régime laminaire. Par la suite, nous avons cherché à explorer les limites du modèle de Reynolds, appliqué au cas de la géométrie des joints visqueux. Nous avons proposé des solutions pour corriger l'effet d'inertie et inclure le régime de turbulence afin d'étendre la limitation du modèle de Reynolds. De plus, nous avons étudié numériquement la possibilité de prédire le comportement d'étanchéité des joints visqueux, en suivant l'interface liquide-gaz. Pour cela nous avons utilisé une méthode de modélisation multiphasique, dans un domaine de calcul tridimensionnel complet. Ceci vise à donner un premier aperçu de l'interface liquide-gaz dans le joint visqueux et de fournir une première étape vers la formation d'un cadre théorique pour le développement des outils numériques, basés sur une approche multiphasique, capables de prédire la performance des dispositifs d'étanchéité. La dernière partie de ce travail est axée sur la conception d'un dispositif expérimental pour tester la performance du joint visqueux en simulant les conditions de fonctionnement industriel.

Cette thèse est organisée en cinq chapitres ;

Dans le premier chapitre : **Contexte et motivations**, nous présentons le contexte de l'étude ; nous donnons un aperçu des systèmes d'étanchéité et du principe de fonctionnement du joint visqueux. Nous présentons également une revue de la littérature sur le sujet de cette étude ainsi que la problématique que nous abordons dans cette thèse. A la fin du chapitre, les objectifs de l'étude sont énumérés.

Dans le chapitre 2 : **Mise en équation et modélisation numérique**, nous présentons les modèles développés dans cette étude et leur mise en équation, y compris les bases théoriques de la lubrification en film mince dans le joint visqueux. Dans la dernière section du chapitre 2, nous présentons brièvement les solutions proposées pour repousser les limites de l'équation de Reynolds.

Dans le chapitre 3 : **Turbulence et traitement d'inertie**, nous présentons les résultats obtenus à partir de notre modèle numérique (Modèle de Reynolds). Les résultats sont comparés avec le modèle de Navier-Stokes en utilisant le solveur de dynamique des fluides, OpenFoam. Nous explorons également la capacité d'une approche de correction des effets d'inertie au niveau des discontinuités géométriques du joint. Dans une seconde section nous présentons les résultats obtenus par une méthode de traitement de la turbulence en dehors de la limitation du modèle de Reynolds.

Dans le chapitre 4 : **Prédiction de l'interface liquide-gaz dans le joint au moyen d'une approche multiphasique**, nous présentons une approche numérique pour prédire la performance d'étanchéité du joint visqueux sous régime laminaire et turbulent en suivant l'interface lubrifiant-gaz à l'aide d'une méthode VOF (Volume of fluide).

Dans le chapitre 5 : **Etude expérimentale**, nous présentons le banc expérimental, les étapes et les problèmes rencontrés lors de son processus de conception ainsi que les solutions que nous avons adoptées pour surmonter ces problèmes. Les résultats expérimentaux seront présentés avec deux cellules d'essais : l'une dédiée à la visualisation du film mince et la seconde pour mesurer les pressions hydrodynamiques.

Chapitre 1

Contexte et Motivations

« Une géométrie ne peut être plus vraie qu'une autre ; elle ne peut être que plus pratique. La géométrie n'est pas vraie, elle est favorable.»

- Robert T. Pirsig, Zen et l'art de l'entretien de la moto, 1974.

1. Introduction

L'un des problèmes d'ingénierie de base auxquels est confronté le concepteur de machines est celui de fournir des joints dynamiques adéquats pour les arbres tournants. Avec le développement de la machinerie, le problème est devenu plus aigu pour plusieurs raisons. Par exemple, il y a une tendance où les conditions de fonctionnement des systèmes étaient de plus en plus sévères avec de grandes vitesses de rotation et de fortes pressions à étancher. Certains domaines sensibles comme les applications nucléaires nécessitent des systèmes d'étanchéité stricts et fiables, en outre, le besoin d'un fonctionnement sans entretien est devenu plus important, par exemple, dans les applications de véhicules spatiaux. Parmi les dispositifs d'étanchéité, les systèmes d'étanchéité sans contact sont souhaitables car ils promettent un faible taux d'usure et une longue durée de vie. Notablement, la combinaison d'une faible fuite, d'une longue durée de vie et d'une bonne fiabilité a suscité un regain d'intérêt pour le joint visqueux en tant qu'élément d'étanchéité pour les applications critiques. Notre travail de recherche se focalise sur l'étude numérique de la performance d'étanchéité d'un joint visqueux sous régime laminaire et turbulent.

Ce travail est basé sur de nombreuses théories existantes et se concentre sur leur application numérique pour le cas d'un joint visqueux, aussi connu sous le nom de joint à rainures hélicoïdales (JRH). La modélisation numérique de ce type de joint couvre de nombreux phénomènes physiques : la théorie des couches minces, la cavitation, l'effet inertiel et la turbulence.

Ernest Rutherford a dit dans son livre, *Einstein : l'homme et son accomplissement* (1973), en retransmettant les mots d'Einstein, « toutes les théories physiques, leurs expressions mathématiques à part, devraient se prêter à une description si simple que même un enfant pourrait les comprendre ». Bien que les mots d'Einstein ne doivent peut-être pas être pris à la lettre, expliquer les bases théoriques derrière un phénomène physique d'une manière simple est nécessaire pour le lecteur. Ainsi, nous avons consacré ce premier chapitre à expliquer les bases du fonctionnement des joints d'étanchéité d'une manière à la fois simple et efficace. De plus, dans ce chapitre, une étude bibliographique sur les joints visqueux, la cavitation, la lubrification, les effets d'inertie et leurs influences sur les performances d'étanchéité sont fournies et discutées en rapport avec les problèmes que nous avons abordés dans cette thèse.

2. Concept de base des joints dynamiques

Le concept de base de tout joint dynamique est présenté dans la figure 1.1. Les deux faces annulaires du joint ont des surfaces de couplage plates. L'une de ces faces, le rotor, est montée sur l'arbre rotatif, tandis que l'autre, le stator, est monté sur le cratère. En conditions dynamiques, l’espace entre les deux faces est lubrifié par le fluide. Cet espace est appelé la région d'étanchéité. En raison de la vitesse relative entre les surfaces, cet espace est l'endroit où les dommages et l'usure de la face sont les plus susceptibles de se produire. C'est l'endroit où les forces de frottement sont importantes, et où la génération de chaleur a lieu. Ainsi, d'un point de vue tribologique, c'est la partie la plus intéressante du joint.

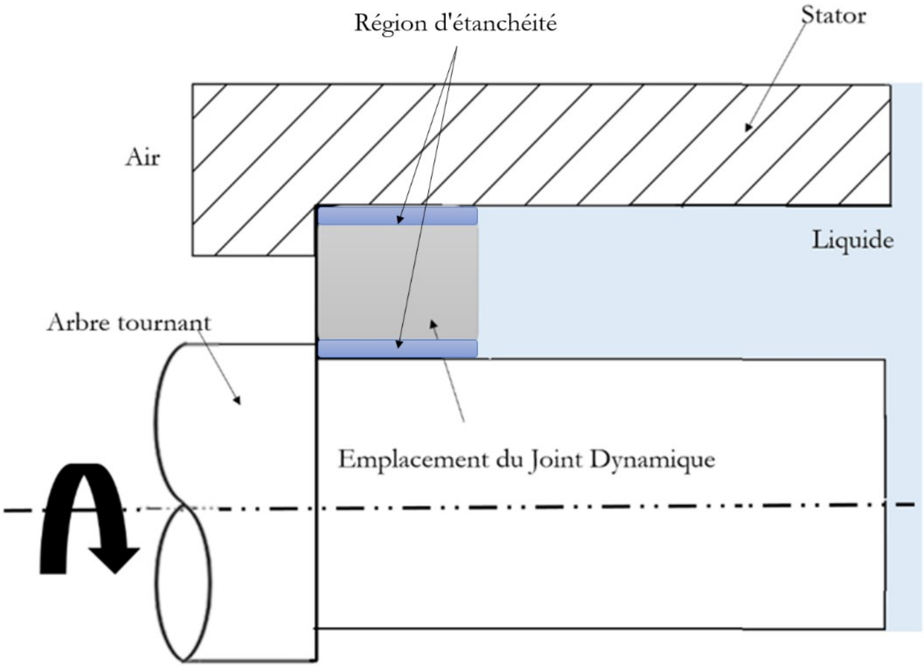

Figure 1.1. Système d'étanchéité dynamique.

Les joints sont généralement classés comme statiques ou dynamiques ; les joints statiques sont utilisés lorsqu'il y pas de mouvement relatif entre les surfaces de contact. Les joints dynamiques sont utilisés pour l'étanchéité des arbres avec un mouvement rotatif ou linéaire. De nombreux types de joints dynamiques sont utilisés aujourd'hui. On distingue les joints dynamiques avec contact et sans contact. La figure 1.2 illustre les différentes technologies de joint dynamique.

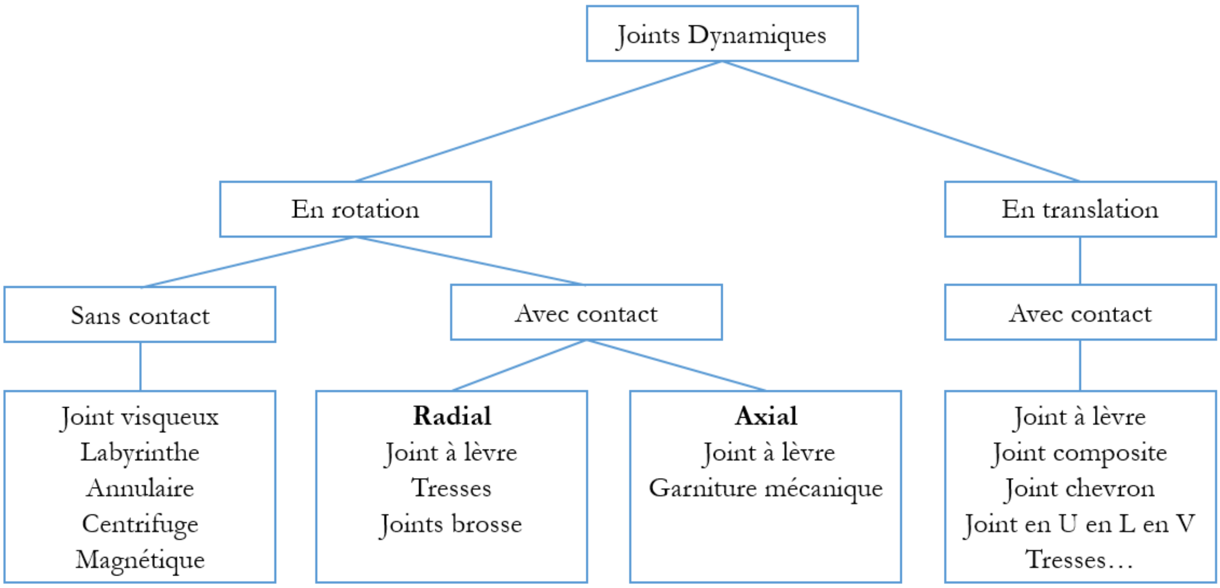

Figure 1.2. Classement des étanchéités dynamiques.

3. Mécanismes d'étanchéité du joint visqueux

Le joint visqueux est un dispositif d'étanchéité dynamique sans contact qui a la capacité d'étancher efficacement un liquide avec une possibilité d'assurer un débit de fuite quasi nul. Ce joint se compose de deux surfaces séparées par un fluide visqueux. L'une des deux surfaces a la particularité d'avoir une ou plusieurs rainures hélicoïdales. Le principe de fonctionnement consiste à compenser la fuite par un mécanisme de pompage inverse, générant ainsi un gradient de pression axial dans le fluide visqueux contenu dans l'espace annulaire entre le rotor et le stator. Ce joint est inspiré de la vis d'Archimède, qui est une machine historiquement connue pour le pompage d'un fluide ou de granules (figure 1.3).

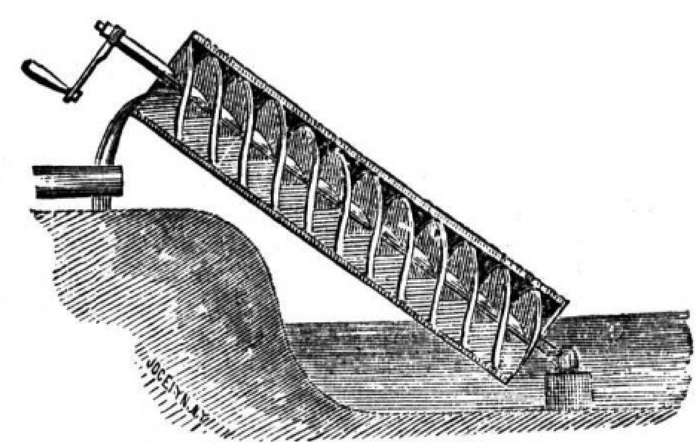

Figure 1.3. Vis d'Archimède (Rorres, 2000, Chambers Encyclopedia, JB. Lippincott Company, Philadelphia, 1875).

Le joint visqueux a de multiples caractéristiques avantageuses telles que sa facilité d'assemblage et une grande fiabilité en raison de l'absence de contact entre les pièces fixes et mobiles. La durée de vie de ce composant est conditionnée par la qualité du fluide avec l'absence de particules abrasives qui pourraient endommager les surfaces fonctionnelles. Une illustration du joint visqueux est montrée dans la figure 1.4 et un exemple d'un joint visqueux est présenté dans la figure 1.5.

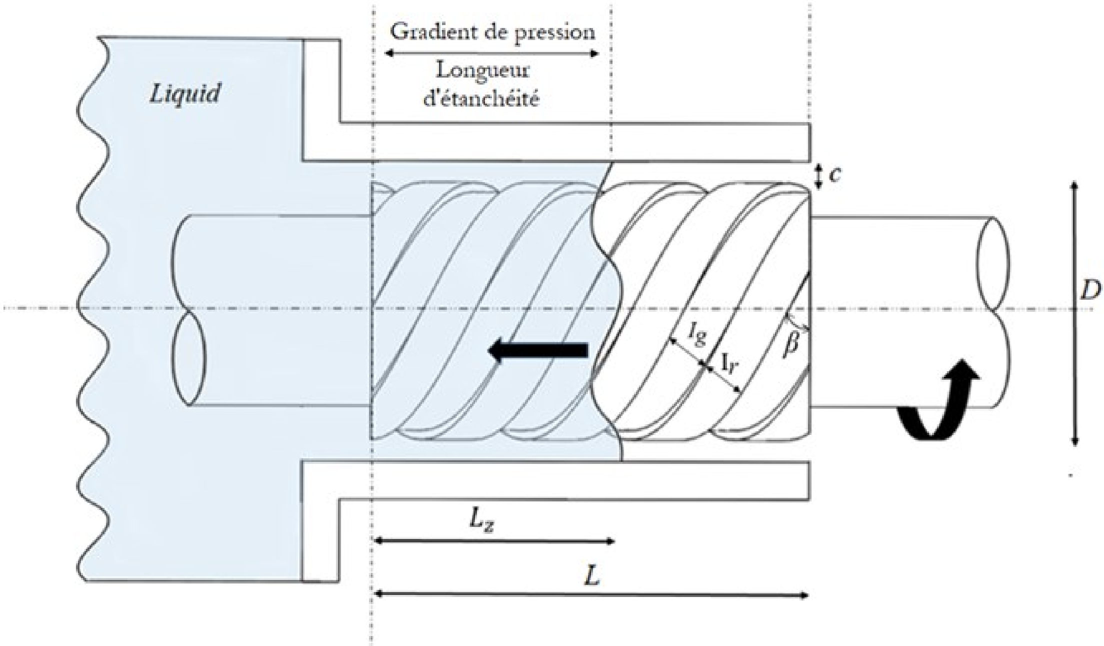

Figure 1.4. Vue illustrative du principe de fonctionnement du joint visqueux.

Dans la figure 1.4, I_g représente la largeur de la rainure, I_r la largeur de la crête (la partie non rainurée), D le diamètre du rotor, β l'angle d'inclinaison des rainures, L la longueur du joint, c le jeu radial et L_z la longueur d'étanchéité.

Figure 1.5. Exemple d'un joint visqueux (ergoseal.com).

4. Les bases de la lubrification hydrodynamique

Puisque l'étude du joint visqueux couvre de nombreux phénomènes et hypothèses physiques importants, une brève introduction à ces phénomènes s'avère pertinente.

4.1. Hypothèse de film mince

Historiquement, le fondement théorique des problèmes de lubrification remonte à l'année 1886, quand Osborne Reynolds a publié son article connu (Reynolds, 1886) où il présente une seule équation différentielle mettant en relation la pression, la densité et les vitesses surfaciques. Étant donné que le film lubrifiant a une très faible épaisseur dans la direction radiale comparée aux directions circonférentielle et axiale dans l'espace étroit entre les surfaces concentriques superposées de l'arbre et du coussinet, Reynolds a supposé qu'il n'y a pas de gradient de pression à travers le film radialement. Ainsi, il a utilisé une forme réduite de l'équation de Navier-Stokes associée à l'équation de continuité pour aboutir à une équation différentielle de second ordre dont l'inconnue principale est la pression. Pour aboutir à l'équation de Reynolds, les hypothèses suivantes ont été faites :

- Le fluide est incompressible et newtonien,
- L'écoulement est laminaire,
- Les effets d'inertie sont négligeables,
- L'épaisseur du film fluide est très faible par rapport aux autres dimensions.
- Il n'y a pas de glissement du fluide à la paroi. Et donc la vitesse du fluide à la paroi est égale à celle de la paroi.
- La courbure du film fluide est négligée,
- Les forces massiques extérieures sont négligeables.

L'article classique de Reynolds contient aussi une comparaison directe entre ses prédictions théoriques et les résultats expérimentaux obtenus par Tower (Tower, 1883) qui a été le premier à étudier expérimentalement le film lubrifiant dans les paliers et reporter la génération de la pression dans le film lubrifiant.

4.2. Effet inertiel

Les effets d'inertie dans la lubrification sont devenus une préoccupation due aux augmentations généralisées des vitesses de rotation dans les systèmes mécaniques. Les modèles simplifiés basés sur l'équation de Reynolds ne tiennent pas compte des effets d'inertie qui peuvent avoir une influence importante dans la lubrification turbulente avec un nombre de Reynolds élevé. Alors d'abord, quelles sont les forces d'inertie ?

Dans le premier chapitre du livre "The Laws of Physics" par Milton RA (1963), on trouve une belle histoire qui illustre subtilement la force d'inertie : « Il était une fois un gouvernement dont les dirigeants décidèrent qu'il serait bon de soulager les gens de l'effort de porter leur poids. Ils pensaient que la vie serait beaucoup plus facile sans les contraintes et les tensions causées par la force de gravité. Par conséquent, ils convoquèrent leur législature et abrogèrent la loi de la gravité. Dès que leur président eut signé le projet de loi, le poids de toute chose disparut. Immédiatement, tout l'air partit en sifflant dans l'espace. De même, tous les objets non attachés à la Terre furent jetés loin de la Terre en rotation car, malheureusement, la législature avait oublié d'abroger la loi de l'inertie ». Ceci, bien sûr, est un conte de fées. Cependant, il illustre très bien la force d'inertie, car nous pouvons assimiler le fluide aux objets jetés, et le joint visqueux à la Terre. Cela dit, nous pouvons définir l'inertie dans le joint comme une accélération de la masse du fluide due à un changement de vitesse spatiale tel qu'un changement dû à un obstacle ou une discontinuité dans le trajet de l'écoulement.

4.3. La cavitation

Le processus de rupture du fluide par une diminution de pression, à température constante, en dessous de la pression de vapeur saturante, est appelé cavitation. A titre d'exemple, pour mieux l'illustrer, un animal qui exploite ce phénomène : le squille ou "crevette-mante", est un petit animal marin qui a une force de frappe si puissante qu'elle pousse l'eau beaucoup plus vite qu'elle ne peut réagir, provoquant une chute soudaine de la pression et donc une cavitation qui étourdit ses proies.

La cavitation est un phénomène destructeur ; par exemple, les hélices de bateaux à rotation rapide sont souvent gravement endommagées par la cavitation au point de développer des trous dans le métal de l'hélice. Un tel phénomène peut exister dans un joint visqueux au niveau du liquide contenu dans la région d'étanchéité du joint. En outre, il est important de noter que, grâce à l'effet auto-pressurisant du rainurage, les rainures hélicoïdales peuvent tourner sans cavitation et sans avoir besoin d'un apport de lubrifiant sous pression (Chow, 1970).

5. Etude bibliographique sur les joints visqueux

Comme le mathématicien Imre Lakatos l'a dit dans son article le plus connu (Imre Lakatos, 1970), en utilisant le dicton de Kant : « La philosophie des sciences sans l'histoire des sciences est vide », fournir une vue d'ensemble de la littérature existante est essentielle pour situer ce travail dans son contexte. Ainsi nous avons dédié cette section à une étude bibliographique sur le joint visqueux et l'explication des théories de son fonctionnement.

5.1. Contexte historique

L'intérêt pour la géométrie de la rainure hélicoïdale a commencé en 1922, quand Rowell et Finlayson (Rowell 1922) ont conduit une analyse théorique des vis de pompage et ont développé un modèle analytique pour calculer le débit dans ces pompes sous le régime laminaire. Rowell & Finlayson ont négligé l'effet de l'angle de rainure et le débit de fuite à travers le jeu radial. Leur travail contenait la représentation bidimensionnelle de la vis, où sa géométrie cylindrique est développée en forme plane pour l'analyser en coordonnées cartésiennes (figure 1.6). Cette approche a été utilisée et discutée dans plusieurs études plus récentes sur les vis de pompage (Rauwendaal 1998 ; Alves 2009 ; Marschik 2018). Nous avons utilisé cette approche dans notre travail, elle sera expliquée en détails dans le chapitre suivant.

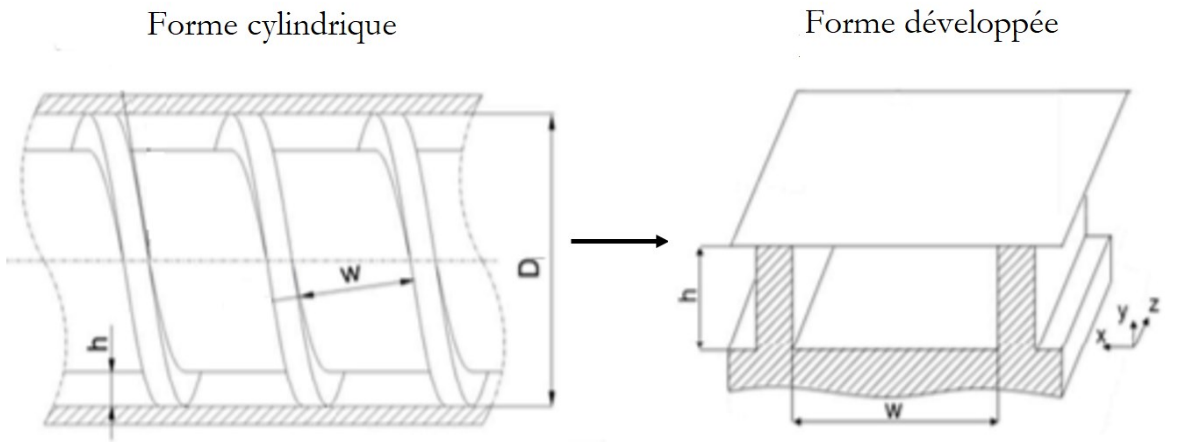

Figure 1.6. Forme cylindrique et forme développée de la vis de pompage (Alves 2009).

Depuis les analyses de Rowell et Finlayson, la plupart des travaux de recherche se sont focalisés sur les vis extrudeuses, qui transportent des liquides ou des granules. L'intérêt de ce type de géométrie s'est bien manifesté avec l'utilisation des joints sans contact de frottement, spécifiquement les joints visqueux pour des applications spatiales, comme le système de production d'énergie électrique dans l'espace, SNAP-8 (Lessley, 1965; Luwrence, 1969). Etant donné que le frottement à grandes vitesses cause de l'usure, les joints sans contact de frottement, comme les joints visqueux, sont potentiellement avantageux. Dans le cadre de SNAP-8, le joint visqueux a été utilisé en série avec une pompe à vide pour assurer l'étanchéité dans une pompe à mercure (figure 1.7). Le joint visqueux a été utilisé pour créer un bouchon liquide, ou interface liquide. La pompe à vide, similaire en apparence au joint visqueux, a été utilisée pour empêcher les molécules, s'évaporant de l'interface liquide, de rejoindre l'espace extérieur (Azusa C, 1971).

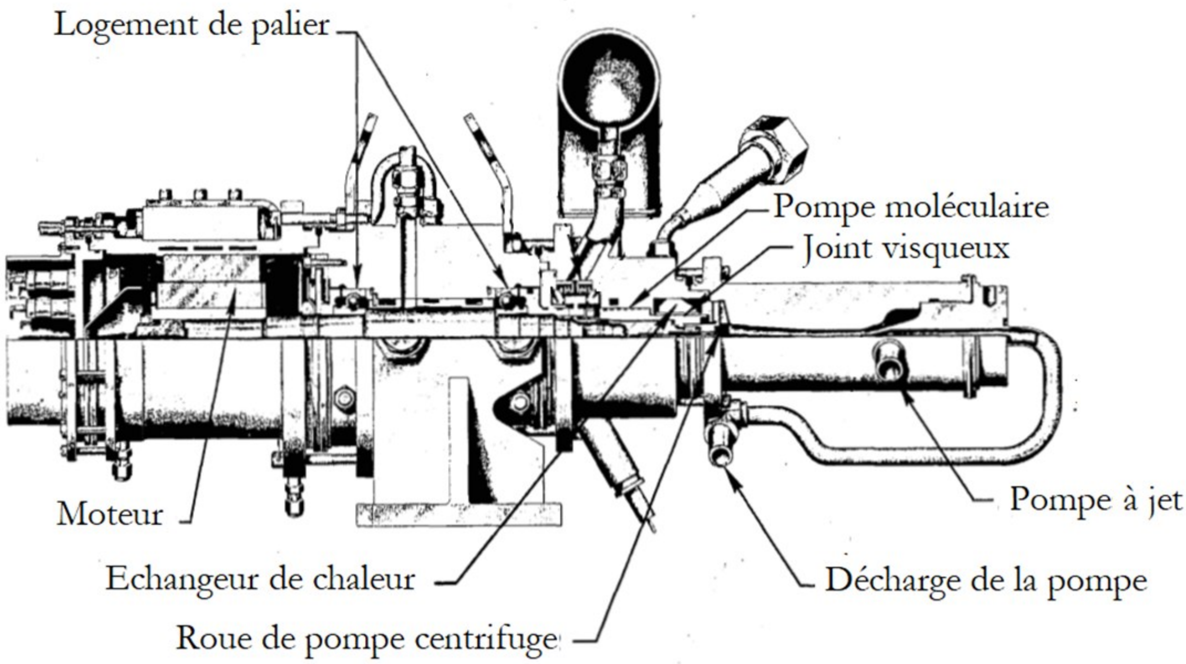

Figure 1.7. Pompe à mercure de SNAP-8 (Azusa C, 1971).

Asanuma a été le premier à considérer le problème tant sur le plan analytique qu'expérimental. En 1951 Asanuma (Asanuma, 1951) a commencé une série d'études expérimentales et théoriques sur le joint visqueux, avec pour but de déterminer la configuration géométrique optimale pour une étanchéité efficace. Par exemple, il a trouvé que, pour une performance d'étanchéité maximale, l'angle d'étanchéité doit être égal à 11°, la densité de rainure doit être égale à 0.5 et le ratio d'épaisseur (ratio du jeu sur la somme du jeu et la profondeur des rainures), doit être égal à 0.2. Asanuma a aussi constaté que la performance d'un arbre lisse dans un coussinet rainuré était la même que pour un arbre rainuré dans un coussinet lisse. En 1959, Boon et Tal (Boon, 1959) ont publié une étude très intéressante sur les performances du joint visqueux dans un régime laminaire. En supposant que les deux écoulements dans la rainure et dans la crête soient découplés, ils ont proposé un modèle analytique capable de prédire la longueur d'étanchéité dans un régime laminaire, et ont exprimé les résultats en termes de « coefficients d'étanchéité » (équation 1.1). Une analyse subséquente a été conduite par Stair (Stair, 1965) qui, en utilisant la forme développée du joint visqueux, a détaillé et utilisé le modèle de Boon & Tal et a montré qu'en régime laminaire le coefficient d'étanchéité ne dépend que de la géométrie du joint et n'est pas influencé par la viscosité du fluide ou la vitesse de rotation (Equation 1.2).

$$\Delta = \frac{6\mu U}{c^2}\frac{L_z}{\Delta P} \tag{1.1}$$

$$\Delta = \frac{\delta^3(1+tan\beta^2)+\chi(tan\beta)^2(1-\chi)(\delta^3-1)^2}{\chi\, tan\beta(1-\chi)(\delta^3-1)(\delta-1)} \tag{1.2}$$

Avec Δ le coefficient d'étanchéité, μ la viscosité dynamique du lubrifiant, U la vitesse de rotation du joint, c le jeu, L_z la longueur d'étanchéité, P la pression, β l'angle d'inclinaison des rainures, χ la densité des rainures et $\delta=\frac{h_0+c}{c}$, où h_0 est la profondeur des rainures.

Durant la même période, Ludwig et al. (Ludwig, 1965) ont analysé l'effet du profil hélicoïdal du joint sur la distribution de pression, et ont trouvé que chaque paire de rainure-crête répète la même distribution de pression et fournit un profil de pression en dents de scie autour de la circonférence du joint. Parallèlement, en 1965, McGrew et McHugh (McGrew, 1965) ont conçu un dispositif expérimental à un joint visqueux monté verticalement avec une entrée de fluide en partie haute de l'arbre rainuré (figure 1.8). Ils ont distingué la somme des couples appliqués sur le logement et le couple dû au cisaillement visqueux. Pour aboutir à cela, ils ont essayé de rendre tous les couples appliqués sur le logement négligeables sauf celui dû au cisaillement visqueux. Ils ont monté le coussinet sur des roulements à billes, en supposant que le couple sur le coussinet dû au frottement statique des roulements à billes serait négligeable comparé au couple dû au cisaillement visqueux. Cependant, ce n'était pas le cas, et McGrew et McHugh n'ont pas été capables de déterminer précisément cette perte de puissance. McGrew et McHugh ont par ailleurs observé qu'avec une grande vitesse rotationnelle, une petite perte de fluide dans l'interface du liquide est, parfois, observée. Ils ont appelé ce phénomène la « rupture d'étanchéité (seal breakdown) ». Ils ont conclu que la rapidité avec laquelle cette rupture se produit dépend des paramètres géométriques du joint, ainsi que de la tension superficielle du liquide qui semble jouer un rôle important. McGrew et McHugh ont aussi montré que le fonctionnement excentrique du joint visqueux pourrait créer une diminution du coefficient d'étanchéité pouvant atteindre cinquante pour cent par rapport au cas centré. Cependant, un an plus tard, des résultats contradictoires ont été mis en évidence par Bowman (Bowman, 1966). Des analyses expérimentales ont indiqué que l'effet d'excentricité dans la région laminaire est négligeable. Dans une autre étude expérimentale, King (King, 1965) a utilisé un joint visqueux monté verticalement et a fait une étude plus approfondie de la rupture d'étanchéité. Il a signalé que la rupture d'étanchéité est provoquée par des éclaboussements et des instabilités dans l'interface liquide-gaz et varie avec la vitesse de rotation et le jeu. Ses expérimentations sont menées avec de l'huile, de l'eau et du potassium. Toutefois Stair (Stair, 1966) a signalé que ce phénomène de fuite n'a pas été observé directement pendant son étude expérimentale. Cependant dans ses séries de tests, un phénomène qui a été dénommé « ingestion d'air (air ingestion) » a été observé. L'ingestion d'air est une condition où l'air est forcé, par l'action des rainures exposées à l'air, à travers l'interface du joint jusqu'à l'intérieur du joint. Stair a signalé que pendant le fonctionnement en régime laminaire, l'ingestion d'air n'a pas été observée. Au fur et à mesure que la vitesse et la turbulence augmentent, des bulles d'air ont commencé à s'introduire dans les conduites de mesure de pression. L'ingestion d'air avait tendance à augmenter la longueur effective du joint.

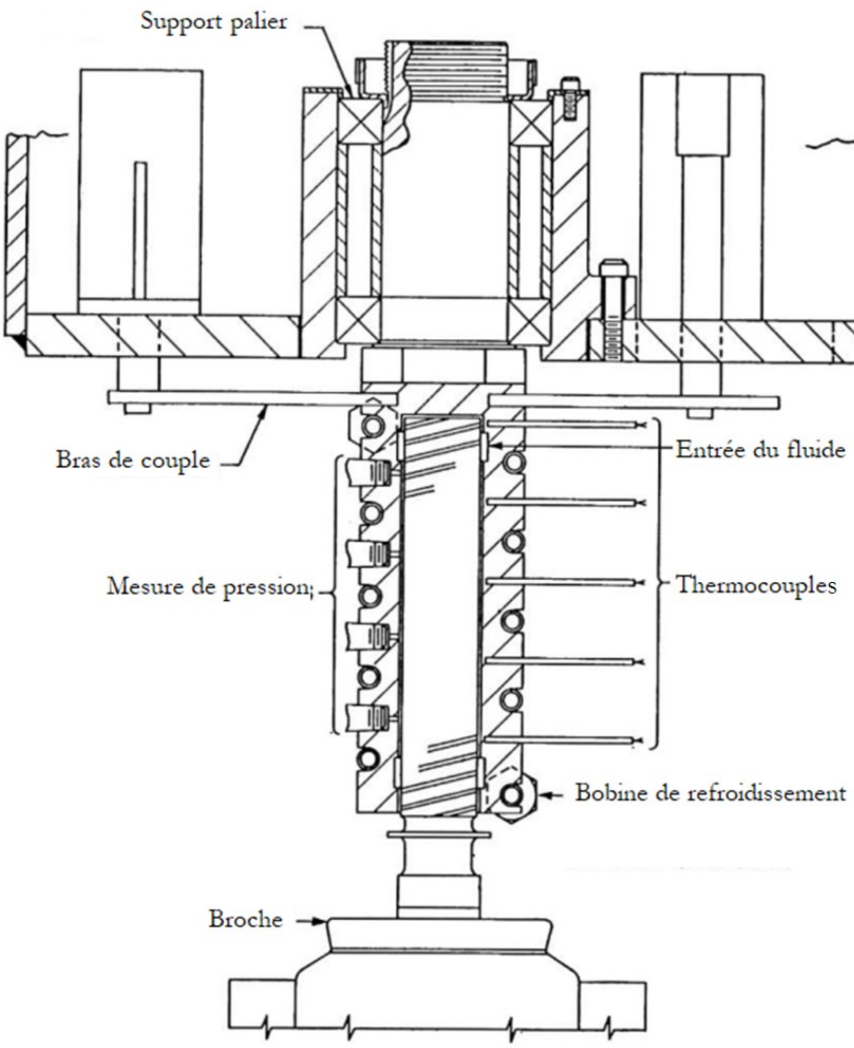

Figure 1.8. Illustration du banc d'essai du joint visqueux monté verticalement (McGrew, 1965).

Durant le même période et dans le cadre du programme SNAP-8 de la NASA, Lessley *et al.* (Lessley, 1965) ont conçu un dispositif expérimental pour évaluer les performances du joint visqueux pour la prévention des fuites de mercure dans l'espace. Lessley *et al.* ont aussi analysé « la rupture d'étanchéité ». Ils ont constaté que la vitesse pour laquelle cette fuite secondaire se produit dépend de la configuration des rainures, le jeu radial et les propriétés du fluide ; Lessely a souligné que la tension surfacique du fluide y joue un rôle important. Ils ont ainsi réalisé des tests permettant de prévoir dans quelles conditions la rupture d'étanchéité se produira et ils ont constaté que tant que l'interface liquide-air est stable il n'a y a pas de fuites, car les gouttelettes sont trop petites pour combler l'écart entre les surfaces statiques et les surfaces en rotation. Adhérant à la surface statique, ils sont complètement immobiles et ne représentent pas une fuite de mercure au-delà de l'interface.

Dans un autre travail Stair (Stair, 1970) a conduit une étude expérimentale pour examiner l'influence de la géométrie des rainures des joints visqueux sur le coefficient d'étanchéité, pour un nombre de Reynolds variant de 20 à 6000. L'eau distillée, ainsi que le silicone, ont été utilisés en tant que fluides à étancher. Stair a montré que la performance des joints visqueux, dans le régime turbulent, est relativement insensible aux variations du ratio entre la largeur axiale de la rainure et sa profondeur. Depuis, Kanki et Kawakami (Kanki, 1987) ont étudié les caractéristiques de la fuite dans le joint visqueux, et ont signalé que le débit de fuite du joint visqueux était inférieur à celui du joint lisse dépourvu de rainure.

Un autre problème important, qui a suscité l'intérêt de la communauté scientifique, est le traitement du phénomène de cavitation dans les surfaces texturées. Le traitement de la cavitation a été montré comme étant crucial pour des prédictions correctes des performances d'étanchéité. Beaucoup d'algorithmes de cavitation basés sur la Méthode des Eléments Finis (FEM) ont été développés pendant les dernières décennies (Kumar, 1991; Shi, 2002), et, particulièrement, au début des années 2000, Bonneau et Hajjam (Bonneau, 2001) ont utilisé une version modifiée de l'équation de Reynolds pour le traitement de la cavitation. Ils ont présenté une variable unique depuis laquelle, les champs de pression sont reconstruits. Leur modèle a été récemment appliqué pour l'étude des butées hydrodynamiques texturées sous des conditions stationnaires et transitoires par Gherca *et al.* (Gherca, 2014). La formulation d'Hajjam et Bonneau a été utilisée plus tard par Fatu *et al.* (Fatu, 2005 ; Fatu 2006) et Hajjam *et al.* (Hajjam, 2007) pour l'étude de paliers sous charge dynamique et par Targaoui *et al.* (Targaoui, 2015), pour une étude numérique des joints visqueux.

Il y a peu d'études numériques sur les joints visqueux dans la littérature. Par exemple, Meng Zhang *et al.* (Zhang, 2012) ont analysé, à l'aide d'un modèle de dynamique des fluides (CFD), l'effet du nombre de Reynolds sur le facteur de frottement (voir chapitre 4) pour différents angles de rainures du joint visqueux. Les simulations ont été conduites en régime monophasique, stationnaire, où l'eau est utilisée comme fluide à étancher. Les résultats ont montré que le frottement tend à augmenter avec la réduction de l'angle des rainures. Plus récemment, Targaoui *et al.* (Targaoui, 2015) ont étudié les paramètres géométriques et les conditions de fonctionnement optimales du joint visqueux, au moyen de la méthode des éléments finis, en utilisant un modèle de film mince. Le travail de Targaoui *et al.* a montré que, pour fournir des performances d'étanchéité satisfaisantes, l'angle de rainure doit être compris entre 20° et 40°, le rapport d'aspect de profondeur des rainures doit être supérieur à 0.35 et pour un angle de rainure de 30°, la densité des rainures ne doit pas excéder 0.75 sans être inférieur à 0.25. La figure 1.9 présente des résultats extraits de (Targaoui, 2015) où on peut remarquer que pour toutes les vitesses de rotation testées, les meilleures performances d'étanchéité sont situées dans un intervalle de densité des rainures compris entre 0.25 et 0.75.

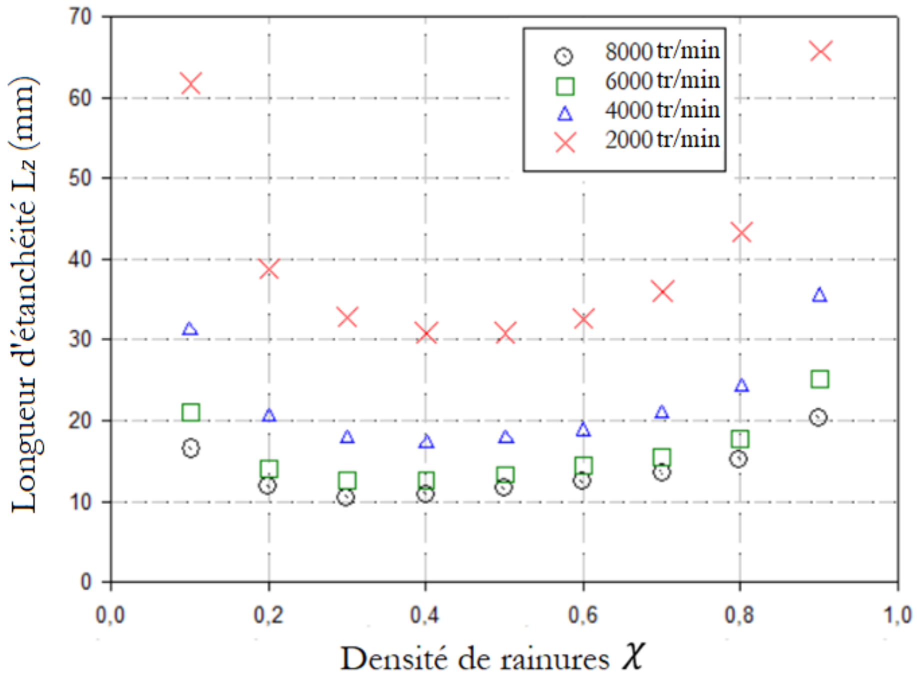

Figure 1.9. Longueur d'étanchéité en fonction de la densité des rainures pour différentes vitesses de rotation, n=4, β=30°, Pression d'entrée P=0.2 MPa, jeu c=0.1 mm, profondeur des rainures h_0=0.1 mm (Targaoui, 2015).

En 2017, Watson *et al.* (Watson, 2017a) ont réalisé une étude numérique pour déterminer les caractéristiques géométriques optimales dans le joint visqueux. Un écoulement monophasique a été considéré et les simulations ont été effectuées pour un joint en état de fuite. Watson *et al.* ont utilisé un logiciel de calcul CFD et ont trouvé que la solution optimale comportait de petites rainures séparées par une faible distance, et un petit angle de rainure hélicoïdale β. Dans une autre étude numérique (Watson, 2017b) Watson *et al.* ont évalué les fuites dans un joint visqueux ayant des rainures hélicoïdales sur les surfaces du rotor et du stator. Les résultats ont montré que les fuites sont réduites si les rainures sur les surfaces du rotor et du stator ont la même taille.

5.2. Traitement d'inertie

Les modèles basés sur la théorie des films minces, combinent bonnes précisions et faibles temps de calcul numérique. Cependant ils sont basés sur un nombre d'hypothèses simplificatrices qui donnent lieu à l'équation de Reynolds. Pour un écoulement à nombre de Reynolds élevé ou en présence d'une discontinuité géométrique au niveau des rainures, les effets d'inertie ne peuvent plus être négligés.

Une des premières études à mentionner un gain net de pression due à l'effet d'inertie a été présenté en 2003 par Argir *et al.* (Arghir, 2003). En utilisant une analyse par simulation de dynamique des fluides (CFD) d'une seule macro-rugosité, les auteurs ont conclu que l'effet d'inertie est présent pour des nombres de Reynolds modifiés Re* (équation 1.3) supérieurs à 1.

$$\mathrm{Re}^* = \frac{\rho \mathrm{Uc}}{\mu}\frac{\mathrm{c}}{\mathrm{R}} = Re_c\frac{\mathrm{c}}{\mathrm{R}} \tag{1.3}$$

Où Re_c représente le nombre de Reynolds basé sur le jeu, c le jeu, R le rayon du joint, ρ la densité du fluide et μ la viscosité dynamique.

Plus tard en 2005, la pertinence de la méthode de Reynolds pour analyser les domaines à épaisseur de film discontinue a commencé à être discutée. Dobrica et Fillon (Dobrica, 2005) ont présenté une étude comparant un modèle numérique basé sur l'équation de Reynolds et le modèle Navier-Stokes. Les modèles ont été résolus pour une géométrie 2D d'un patin de Rayleigh. Il a été montré que, tant que l'épaisseur du film reste petite relativement aux autres dimensions, en dessous de 120 µm pour un patin de longueur 80 mm, les deux méthodes donnent des résultats similaires, avec moins de 3% de différence. Parallèlement, Sahlin et al. (Sahlin, 2005) ont étudié, au moyen d'une simulation CFD bidimensionnelle, l'effet d'inertie dans des configurations ayant une seule texture, où des formes de rainures circulaires ont été considérées. Ils ont signalé que les effets d'inertie étaient les mécanismes dominants derrière la montée en pression et la capacité de charge. Quatre ans plus tard, Dobrica et Fillon (Dobrica, 2009) ont étudié la limite du domaine de validité de l'équation de Reynolds avec une étude CFD, 2D, sur une texture élémentaire, où la densité de texture, et le ratio de la profondeur de la rainure sur le jeu, ont été gardés constants. Ils ont trouvé que l'inertie en général a un effet négatif sur la capacité de charge. Nous pouvons remarquer dans la figure 1.10, extraite du travail de Dobrica, une comparaison entre le modèle numérique basé sur l'équation de Reynolds et le modèle de Navier-Stokes; les modèles ont été résolus pour une géométrie texturée. Dans la figure 1.10, Δ_1 représente l'écart relatif entre la pression simulée numériquement, d'une part, par le modèle de Reynolds, et d'autre part, par les équations de Navier-Stokes (équation 1.4)

$$\Delta_1 = \int_x \left(\frac{P_{Re}(x) - P_{NS}(x)}{P^+_{Moy\,NS}}\right) \tag{1.4}$$

Avec $P^+_{Moy\,NS}$ la valeur moyenne des pressions positives obtenues par la simulation des équations de Navier-Stokes. Il a été montré que le ratio $\lambda = \frac{l_g}{h_0}$ (ratio entre la longueur de la rainure et sa profondeur) est important pour déterminer la validité de l'équation de Reynolds. Ils ont noté que pour des ratios λ petits (inférieurs à 10), le modèle de Reynolds est inapplicable quel que soit le nombre de Reynolds.

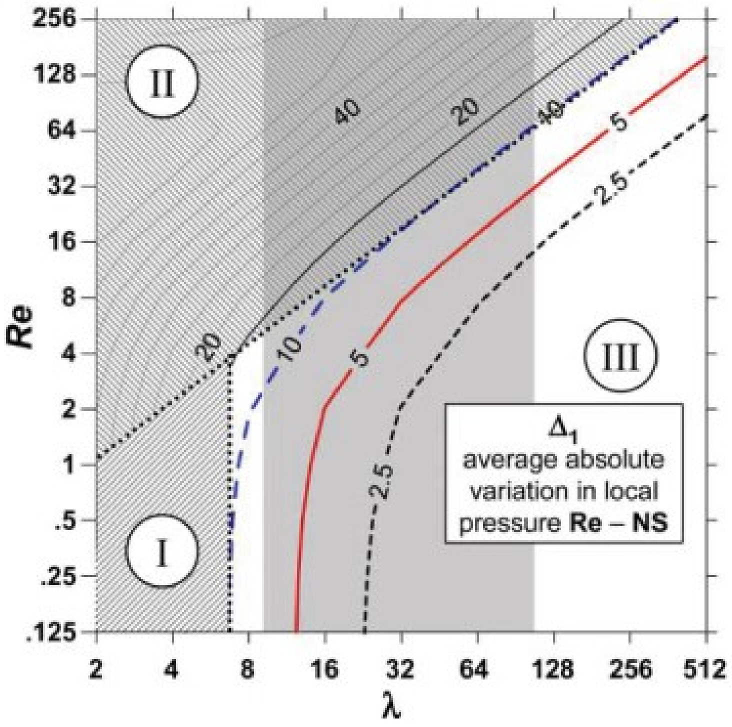

Figure 1.10. Différences relatives Δ_1 entre les résultats obtenus avec les modèles Re et NS (Dobrica, 2009).

Pour résumer, le modèle de Reynolds donne des résultats assez raisonnables, en évitant une évaluation compliquée d'intégrales définies et de longs calculs numériques. Toutefois, son domaine de validité est limité. Donc, la question est la suivante : peut-on être satisfait d'un modèle simplifié en ayant connaissance des incertitudes pour certains cas de fonctionnement? On peut y répondre : Oui, si on est satisfait des résultats globaux. Doit-on refuser un bon dîner car on ne comprend pas complètement le processus de digestion ? Comme le stipulait le célèbre physicien autodidacte, Oliver Heaviside. Cependant, l'objectif n'est pas de développer un modèle exact, mais une nouvelle approche, pour minimiser ces imperfections, et, éventuellement, étendre ces limites. Nous fournissons aussi un nouvel aperçu sur les mécanismes de fonctionnement du joint visqueux avec les nouvelles approches adoptées en examinant leur domaine de validité.

5.3. Traitement de la turbulence

Un autre problème intéressant, qui a été une des préoccupations de ce travail, est le traitement de la turbulence. De manière générale, la turbulence est peut-être, selon Richard P.Feyman, « Le problème irrésolu le plus important des physiques classiques ». C'est un problème connu, non seulement en lubrification, mais aussi dans la modélisation numérique des fluides en général, ce qui pourrait expliquer le nombre important de modèles de turbulence que l'on peut trouver dans la littérature et dans les codes CFD commerciaux comme les modèles du groupe k-ε (Standard, RNG, et Realizable) et les modèles k-ω. Dans les problèmes de lubrification, pour de très grandes vitesses de rotation ou de larges dimensions de systèmes d'étanchéité, l'écoulement n'est plus laminaire et la performance des joints peut être affectée par les effets de la turbulence. Plusieurs études (Ketola, 1967; Constantinescu, 1970; Bouard, 1996; Souchet, 1991 ; Brunetière, 2005), rapportent les différentes approches pour la modélisation de l'écoulement turbulent dans les systèmes de lubrification, allant des plus simples aux plus complexes. Cependant, seulement quelques analyses expérimentales et théoriques du joint visqueux peuvent être trouvées dans la littérature. McGrew (McGrew, 1965) a mis en évidence une augmentation significative de la pression au niveau du joint visqueux pour des nombres de Reynolds élevés. Il a démontré expérimentalement que le coefficient d'étanchéité Δ peut être déterminé par une fonction qui dépend uniquement de la géométrie pour des faibles nombres de Reynolds, tandis que pour des nombres plus élevés, il faut considérer le nombre de Reynolds. Cela est dû au fait que la turbulence est une propriété du fluide et de la situation physique dans lequel le fluide existe ; Saffman l'a expliqué d'une manière bien plus claire (Saffman, 1978) : « il n'est pas utile de parler des propriétés de l'écoulement turbulent indépendamment des situations physiques dans lesquelles il se produit. En cherchant une théorie de turbulence, nous cherchons peut-être une chimère ».

Un an plus tard, Stair et Hales (Stair, 1966) ont étendu le modèle de Boon et Tall (Boon, 1959) aux régimes turbulents en présentant des coefficients empiriques extraits à partir des données obtenues avec des calculs réalisés sur des tubes cylindriques. Ils ont également défini un nombre de Reynolds critique, définissant la transition du régime laminaire vers le régime turbulent. En 1970, Luttrull (Luttrull, 1970) a étudié l'effet des différents paramètres géométriques sur la performance d'étanchéité des joints visqueux sous différents régimes d'écoulement : du laminaire au turbulent. Luttrull a mis en avant l'effet important du ratio de la largeur sur la profondeur de la rainure, sur les performances du joint. Il a souligné l'effet négligeable de la longueur caractéristique du joint sur ses performances, défini comme $L_c = \frac{l_g + l_d}{sin(\beta)}$, avec l_g la longueur de la rainure, l_d la longueur non rainurée et β l'angle de rainure hélicoïdale.

Sans doute, l'analyse la plus fondamentale du régime turbulent dans ce type de joints, est le travail de Pape et Vrakking (Pape, 1986). Pape et Vrakking ont proposé un modèle qui prédit les performances des joints visqueux avec une seule courbe théorique ; le modèle est basé sur des coefficients de turbulence déterminés par Ng et Pan (NG, 1965) qui considèrent que le niveau de turbulence est gouverné principalement par le cisaillement de Couette dans le jeu du joint. Les deux modèles de Stair et Pape ont montré des résultats assez raisonnables (figure 1.11). Un des objectifs principaux de notre travail est d'analyser l'effet de l'écoulement turbulent sur la performance des différents joints visqueux et d'intégrer un régime turbulent dans notre modèle de Reynolds modifié.

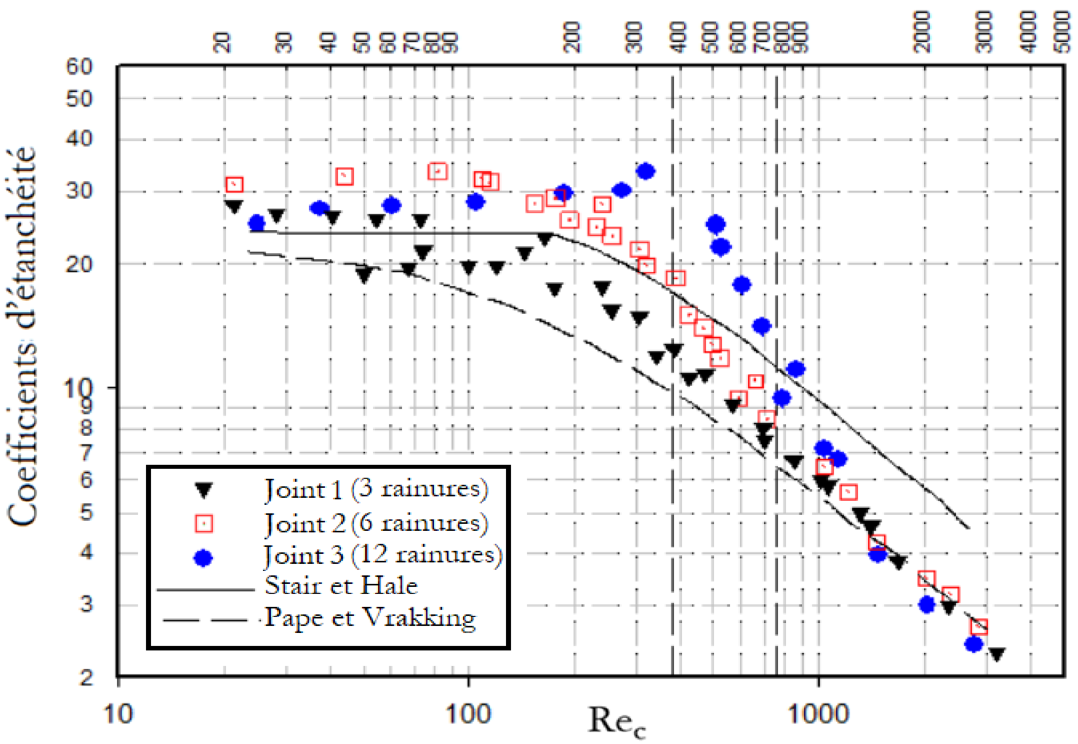

Figure 1.11. Coefficient d'étanchéité en fonction du nombre de Reynolds basé sur le jeu, pour trois joints à 3, 6 et 12 rainures (Stair, 1970).

5.4. Interface liquide-air

D'un point de vue pratique, l'objectif de l'analyse de joint est la prédiction de la longueur d'étanchéité (définie par la longueur mouillée) pour des paramètres dynamiques et géométriques différents. Par conséquent, établir une méthode numérique correcte pour déterminer l'évolution des interfaces de gaz-lubrifiant dans les joints visqueux est d'un grand intérêt pour les problèmes d'ingénierie de dimensionnement des systèmes d'étanchéité. Etonnamment, malgré le nombre relativement important de travaux, qui se sont focalisés sur la performance du joint visqueux, aucune étude publiée n'a tenté de prédire la performance du joint visqueux en utilisant des méthodes de suivi d'interface gaz-liquide. Développer une telle approche pour la prédiction des performances de ce type de joint est l'un des buts de cette étude.

6. Conclusion et objectifs généraux

Dans ce travail, nous cherchons à comprendre et modéliser le comportement du fluide dans le joint visqueux sous différents régimes d'écoulement. Dans ce premier chapitre, nous avons décrit brièvement le fonctionnement du joint visqueux et les phénomènes physiques observables qui peuvent s'y produire. Egalement dans ce chapitre, nous avons souligné l'importance de la turbulence et l'effet d'inertie dans la prédiction de la performance du joint visqueux.

Dans les chapitres suivants, nous allons proposer différentes approches permettant de prédire la performance d'étanchéité dans un régime laminaire et turbulent et de corriger l'effet d'inertie au niveau des discontinuités dans le film fluide. Aussi, nous allons présenter une méthodologie numérique pour prédire l'évolution de l'interface liquide-gaz dans le joint. La dernière partie de ce travail de thèse a été consacré au développement d'un banc expérimental pour tester les performances du joint visqueux. Les objectifs généraux de cette étude peuvent être résumés comme suit :

- Comprendre le mécanisme de l'écoulement dans le joint visqueux, les théories physiques qui le gouvernent et développer une méthodologie numérique permettant de prédire la distribution de la pression au niveau du joint (chapitre 2 et chapitre 3),
- Développer un modèle numérique pour prédire la performance du joint visqueux en prenant en compte l'effet d'inertie au niveau de la discontinuité du film lubrifiant (chapitre 2 et chapitre 3),
- Intégrer le régime turbulent dans le modèle numérique et le valider avec les données expérimentales (chapitres 2 et 3),
- Etudier l'influence des caractéristiques géométriques et dynamiques sur les performances d'étanchéité du joint visqueux (chapitre 3),
- Développer une approche CFD numérique pour prédire la longueur d'étanchéité en suivant l'interface liquide-gaz (chapitre 4),
- Valider les approches théoriques par comparaison avec des données expérimentales (chapitre 4),
- Concevoir un banc expérimental capable de tester la performance d'un joint visqueux pour des conditions de fonctionnement industriel (chapitre 5).

Chapitre 2

Mise en équation et modélisation numérique

"Sans une compréhension claire du fait que les équations en sciences physiques ont toujours des limites cachées, nous ne pouvons pas nous attendre à les interpréter ou à les appliquer avec succès. Nous serions dans la position catastrophique d'un navigateur qui doit traverser un chenal rocheux sans avoir la moindre idée de la longueur, de la largeur et du tirant d'eau de son navire.

– Addison Wesley, Foundations of Modern Physical Science, 1950.

1. Introduction

La compréhension des phénomènes qui régissent la formation du film lubrifiant est d'une importance capitale pour la conception des systèmes d'étanchéité. Ce chapitre détaillera la mise en équation et les hypothèses adoptées, appliquées au cas du joint visqueux, ainsi que les modèles numériques développés dans le cadre de ce travail.

L'approche la plus courante pour modéliser les films minces est basée sur l'équation de Reynolds classique en recourant à la Méthode des Volumes Finis ou la Méthode des Eléments Finis. Malgré la puissance de calcul disponible aujourd'hui, l'équation de Reynolds reste le choix le plus attrayant dans la plupart des cas, en particulier pour les simulations complexes impliquant, par exemple, des régimes transitoires ou des surfaces rugueuses. L'une des raisons de sa popularité est le temps de calcul faible qu'elle requiert comparativement aux équations de Navier-Stokes (NS). Cependant, en raison des hypothèses adoptées lors de sa dérivation, l'équation de Reynolds standard n'est pas capable de décrire les phénomènes de turbulence ni les effets d'inertie, ce qui peut conduire à des résultats imprécis.

Ce chapitre est organisé comme suit : dans la première section, nous présenterons les approches de modélisation adoptées et les hypothèses conduisant à l'équation de Reynolds, puis nous présenterons la modélisation numérique de ces équations. Dans la dernière partie, nous présenterons théoriquement la solution proposée pour étendre les limites de l'équation de Reynolds.

2. Approche numérique

2.1. Géométrie du domaine

La modélisation de l'écoulement dans le joint visqueux est simplifiée en développant la forme cylindrique pour obtenir une section rectangulaire en coordonnées cartésiennes (Targaoui, 2015). Afin de faciliter l'affectation des paramètres géométriques au niveau des nœuds et en considérant la forme particulière des rainures hélicoïdales, nous avons adopté une forme développée inclinée d'un angle β, l'angle d'hélice des rainures par rapport à l'entrée du fluide, comme illustré en figure 2.1.

Les effets de courbure sont négligés dans la forme développée. En fait, cette méthode n'est valable que pour un jeu relativement faible par rapport au rayon du joint, comme le démontrent les travaux de Dai *et al.* (Dai, 1992), qui ont évalué numériquement l'influence de la courbure du film sur la pression pour un palier lisse. Dai *et al.* ont montré que lorsque le rapport jeu/rayon (c/R) tend vers zéro, l'écart entre les résultats obtenus par la forme originale et développée, tend vers zéro.

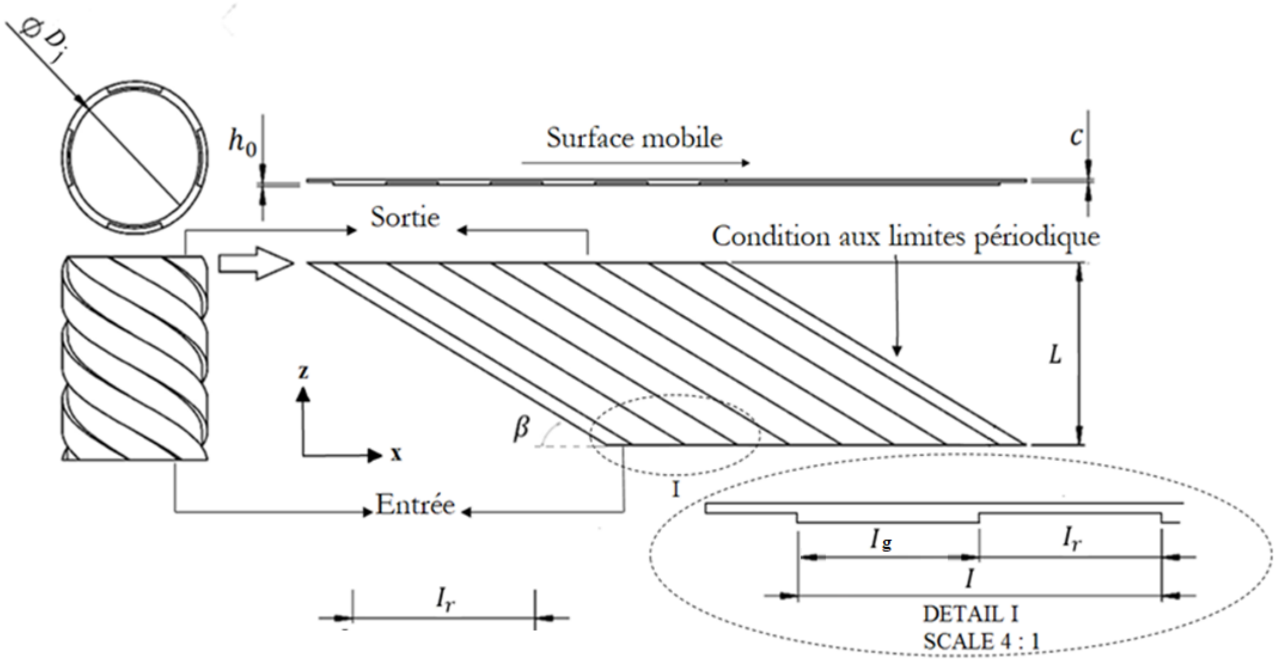

Figure 2.1. Forme développée du joint visqueux avec 4 rainures.

La figure 2.1 présente la géométrie du joint visqueux étudié. D_j est le diamètre du joint, h_0 la profondeur de la rainure et β l'angle de la rainure. Le nombre de rainures est défini par la constante n. La densité de la rainure est définie par : $\chi = \frac{I_g}{I}$.

La variable χ peut prendre la valeur de “0” et “1” correspondant respectivement à une zone avec un jeu radial égal à c et $c+h_0$.

On peut dire que χ=0 and χ=1 représentent un joint lisse sans rainures avec respectivement un jeu radial égal à c et c+h_0.

2.2. Équation de Reynolds

Pour obtenir l'équation de Reynolds, il faut d'abord considérer les équations de Navier-Stokes (NS). En coordonnées cartésiennes, pour un fluide incompressible newtonien, les équations NS sont données par:

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}\right)=X-\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \tag{2.1}$$

$$\rho\left(\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}\right)=Y-\frac{\partial p}{\partial y}+\mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right) \tag{2.2}$$

$$\rho\left(\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}\right)=Z-\frac{\partial p}{\partial z}+\mu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \tag{2.3}$$

Où, x, y, z sont les coordonnées cartésiennes, u, v, w les composantes de vitesse, ρ la densité, p la pression, t le temps, μ la viscosité dynamique, et X, Y, Z les forces de gravité.

Le principal atout des équations de NS réside dans la description précise et complète de l'écoulement. D'autre part, la résolution numérique du système d'équations NS prend beaucoup de temps de calcul, en particulier, pour les simulations en régime transitoires, les études paramétriques ou pour des géométries complexes ayant de petites textures.

La figure 2.2 illustre une chaîne rainure-crête du joint visqueux. Une vitesse U suivant l'axe des x est appliquée à la surface non rainurée. Pour aboutir à l'équation de Reynolds, des hypothèses de film mince ont été considérées ; les forces d'inertie et de gravité sont considérées comme négligeables par rapport aux forces visqueuses. Par conséquent, les termes inertiels (les termes situés à gauche), peuvent être ignorés ainsi que les forces X, Y, Z. Ainsi les équations 2.1, 2.2 et 2.3 sont réduites à la forme simple suivante (Frêne, 1990):

$$\frac{\partial p}{\partial x}=\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y}=\mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right) \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z}=\mu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \tag{2.6}$$

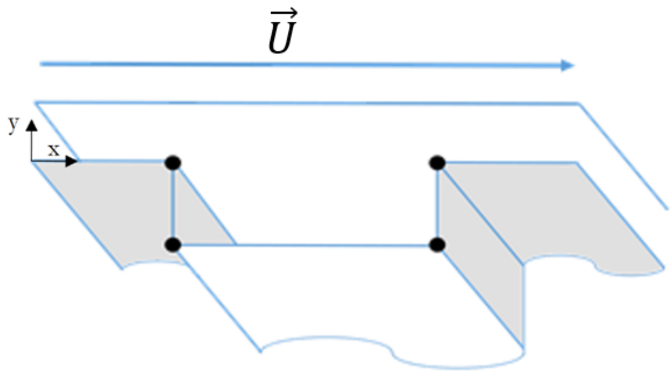

Figure 2.2. Une chaîne rainure-crête du joint visqueux.

Dans le cadre des hypothèses de film mince, la composante de la vitesse v suivant l'épaisseur du film fluide, est très faible relativement aux autres composantes. Par conséquent, le gradient de pression dans la direction y est très faible et peut être ignoré. De plus, l'ordre de grandeur dimensionnel du film fluide mince dans les directions x et z est beaucoup plus important que dans la direction y à travers l'épaisseur du film, et donc, l'ordre de grandeur des différentielles par rapport à x et z est beaucoup plus petit que celui par rapport à y :

$$\left\{\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = O\left(\frac{U}{h^2}\right)\right\} \gg \left\{\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = O\left(\frac{U}{B^2}\right)\right\} \tag{2.7}$$

$$\left\{\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = O\left(\frac{U}{h^2}\right)\right\} \gg \left\{\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = O\left(\frac{U}{L^2}\right)\right\} \tag{2.8}$$

Ici le symbole O représente l'ordre de grandeur, et B le périmètre du joint. On obtient ainsi les équations suivantes :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \tag{2.9}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \tag{2.10}$$

En intégrant suivant l'épaisseur du film, nous obtenons :

$$u = \frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial x} y(y-h) + \frac{h-y}{h} U_1 + \frac{y}{h} U_2 \tag{2.11}$$

$$w = \frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial z} y(y-h) + \frac{h-y}{h} W_1 + \frac{y}{h} W_2 \tag{2.12}$$

Où U_1, U_2, W_1, W_2 sont les composantes de la vitesse aux surfaces du joint, (pour y=0; $u=U_1$ et $w=W_1$, et pour y=h; $u=U_2$ et $w=W_2$). Ici, l'origine du système de coordonnées cartésiennes est prise à la surface statique du joint (figure 2.2).

En gardant cela à l'esprit, considérons l'équation de conservation de masse pour les fluides incompressibles :

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{2.13}$$

L'intégration de l'équation 2.13 à travers l'épaisseur du film donne:

$$\int_0^h \frac{\partial(u)}{\partial x}dy+\int_0^h \frac{\partial(v)}{\partial y}dy+\int_0^h \frac{\partial(w)}{\partial z}dy=0 \tag{2.14}$$

En tenant compte de la formulation de Leibniz :

$$\int_0^{h(x)} \frac{\partial f(x)}{\partial x}dy=\frac{\partial}{\partial x}\int_0^{h(x)} f(x)dy-f(h)\frac{\partial h}{dx} \tag{2.15}$$

La substitution de u et w dans l'équation 2.14 donne l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(-\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}[\rho(U_1+U_2)h]-U_2\rho\frac{\partial h}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial z}\left(-\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial z}\right)$$
$$+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}[\rho(W_1+W_2)h]-W_2\frac{\partial h}{\partial z}+\rho(V_2-V_1)=0 \tag{2.16}$$

En considérant que le joint d'étanchéité tourne autour de l'axe z sans mouvement de translation, l'équation est réduite à :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial z}\right)=\frac{1}{2}(U_1+U_2)\frac{\partial\rho h}{\partial x}+\frac{1}{2}\rho h\frac{\partial[(U_1+U_2)]}{\partial x}$$
$$-U_2\rho\frac{\partial h}{\partial x}+\rho(V_2-V_1) \tag{2.17}$$

En considérant qu'il y a une seule surface en mouvement à vitesse constante, et une vitesse relative $U=U_1+U_2$, et en admettant une vitesse d'écrasement qui varie linéairement le long de l'axe des x on obtient:

$$V_2=\frac{Dh}{Dt}=\frac{\partial h}{\partial t}+U_2\frac{\partial h}{\partial x} \tag{2.18}$$

L'équation (2.17) est ainsi réduite à l'expression suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial z}\right)=\frac{1}{2}U\frac{\partial\rho h}{\partial x}+\frac{\partial\rho h}{\partial t} \tag{2.19}$$

L'équation 2.19 représente l'équation de Reynolds conventionnelle. Les termes à gauche représentent l'écoulement sous pression, ou écoulement de Poiseuille. Le terme à droite représente l'écoulement de cisaillement entraîné par la rotation de l'arbre, ou écoulement de Couette.

2.3. Traitement de la rupture du film

La rupture de film peut se produire au niveau du film lubrifiant dans le joint, son traitement est crucial pour avoir une prédiction fiable des performances d'étanchéité du joint. Le mécanisme de rupture peut être défini comme la séparation du domaine de l'écoulement en deux zones : une zone active occupée par le fluide et dont la pression est supérieure à la valeur de la pression de rupture p_{rup}. Et une zone inactive partiellement occupée par le film fluide. Cette rupture du film peut aussi se produire par cavitation. A ce moment, la pression de rupture représente la pression de vapeur saturante.

La formulation analytique de son traitement adoptée dans notre travail est basée sur les travaux de Hajjam et Bonneau (Bonneau, 2001 ; Hajjam, 2007) et consiste en l'utilisation d'une version modifiée de l'équation de Reynolds, qui peut être appliquée dans l'ensemble du domaine, aussi bien dans les régions actives que dans les régions inactives. Dans la zone inactive, l'équation de Reynolds généralisée est réduite à :

$$\frac{1}{2}U\frac{\partial \rho h}{\partial x}+\frac{\partial \rho h}{\partial t}=0 \tag{2.20}$$

En définissant le facteur de remplissage r comme suit :

$$r=\frac{\rho h}{\rho_0} \tag{2.21}$$

Où ρ_0 est la densité du mélange gaz-lubrifiant, nous obtenons :

$$\frac{1}{2}U\frac{\partial r}{\partial x}+\frac{\partial r}{\partial t}=0 \tag{2.22}$$

Pour traiter simultanément les deux équations des zones active et inactive, elles sont regroupées en une seule équation, à l'aide d'une variable universelle nommée D proposée par Hajjam et Bonneau (Bonneau, 2001).

$$F\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)\right\} \\ =\frac{1}{2}U\frac{\partial \rho h}{\partial x}+\frac{\partial \rho h}{\partial t}+\left\{\frac{1}{2}U\frac{\partial \rho D}{\partial x}+\frac{\partial \rho D}{\partial t}\right\}(1-F) \tag{2.23}$$

Dans la zone active

$$\begin{cases} D = p - p_{rup} \\ F = 1 \end{cases}$$

Dans la zone inactive

$$\begin{cases} D = r - h \\ F = 0 \end{cases}$$

Puisque p est toujours plus grand que p_{rup}, et r < h, nous aurons D ≥ 0 dans la zone active, et D < 0 dans la zone inactive.

2.4. Évaluation des forces de frottement visqueux

La méthode la plus simple pour évaluer le couple de frottement dans un palier lisse est celle due à Petrov en 1883 (Petrov, 1883, Khonsari, 2008). Il donne une relation simple pour évaluer le couple et la perte de puissance dans un palier lisse. La force de frottement totale peut être évaluée en intégrant la contrainte de cisaillement sur la surface :

$$F = \int_A \tau dA \tag{2.24}$$

La contrainte de cisaillement est simplement :

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}\bigg|_{y=h} = \mu \frac{U}{h} \tag{2.25}$$

En supposant d'abord un joint lisse, ou un joint annulaire, où h est constant, et en considérant que la surface appropriée est A=2πRL, où R est le rayon de l'arbre.

$$F = \mu \frac{U}{h} A = \frac{2\pi\mu RLU}{h} \tag{2.26}$$

Le couple est donc :

$$Couple = FR = \frac{2\pi\mu R^2 LU}{h} = \frac{2\pi\mu R^3 L\omega}{h} \tag{2.27}$$

Où ω est la fréquence de rotation (Rad/s). Pour le cas du joint visqueux, afin de faire une approximation théorique rapide du couple de frottement, il faut tenir compte de la variation de l'épaisseur locale du film généré par les rainures :

$$Couple_{th} = 2\pi\mu R^3 L\omega\left(\frac{1-\chi}{c} + \frac{\chi}{c+h_0}\right) \tag{2.28}$$

Où χ est la densité des rainures.

2.5. Discrétisation par la méthode des éléments finis

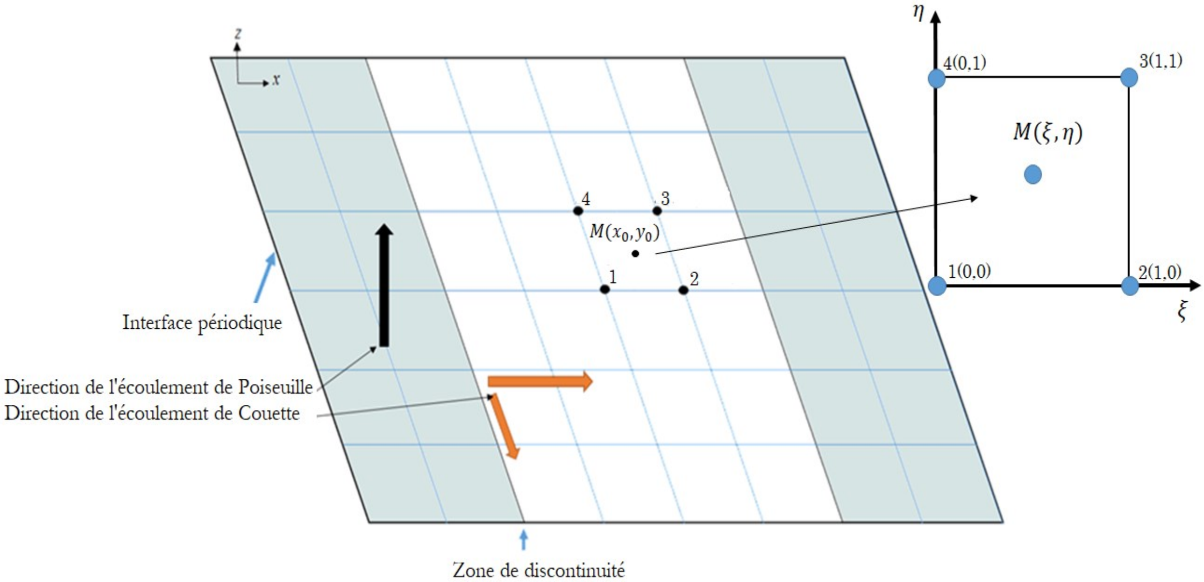

Figure 2.3. Illustration du maillage en éléments finis.

Le domaine du film est subdivisé en n_e éléments, chaque élément contient nn_e nœuds.

La forme intégrale de l'équation de Reynolds modifiée s'écrit comme suit :

$$E(D) = \int_\Omega W\left(F\left\{-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)\right\} + \frac{1}{2}U\frac{\partial \rho h}{\partial x} + \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \left\{\frac{1}{2}U\frac{\partial \rho D}{\partial x} + \frac{\partial \rho D}{\partial t}\right\}(1-F)\right)d\Omega \tag{2.29}$$

Avec W la fonction de pondération relative à D. La méthode des résidus pondérés consiste à déterminer les fonctions D pour lesquelles l'intégrale est égale à zéro.

L'intégration par partie du premier terme donne:

$$\int_\Omega -FW\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)d\Omega = -F\oint_{\partial\Omega} W\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)n_x d(\partial\Omega) + F\int_\Omega \frac{\partial W}{\partial x}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)d\Omega \tag{2.30}$$

$$\int_\Omega -FW\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)d\Omega = -F\oint_{\partial\Omega} W\left(\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)n_z d(\partial\Omega) + F\int_\Omega \frac{\partial W}{\partial z}\frac{\rho h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}d\Omega \tag{2.31}$$

Dans les expressions (2.30) et (2.31) deux termes de frontière sont apparus. Ces termes sont habituellement omis car soit W soit la dérivé de la pression est nul sur $\partial\Omega$. Cependant, si une condition de débit non-nul doit être appliquée, ces intégrales de contour ne doivent pas être ignorées.

Le second terme de l'équation (2.29) contient la dérivée de l'épaisseur. Cependant, dans le cas des joints visqueux, au moins une des parois possède des discontinuités géométriques (présence des rainures) et l'épaisseur h n'est plus une fonction dérivable. La souplesse de la méthode des éléments finis permet de faire coïncider les frontières des lignes de discontinuité d'épaisseur avec les frontières des éléments utilisés à la discrétisation du domaine. En intégrant ensuite par partie le terme dépendant de $\frac{\partial h}{\partial x}$ on fait reporter la dérivation sur la fonction de pondération :

$$\int_{\Omega}^{\cdot} W\frac{1}{2}U\frac{\partial\rho h}{\partial x}d\Omega = \left[W\frac{1}{2}U\rho h\right]_{\partial\Omega_1}^{\partial\Omega_2} - \int_{\Omega}^{\cdot}\frac{U}{2}\frac{\partial W}{\partial x}\rho h d\Omega \tag{2.32}$$

$$\int_{\Omega}^{\cdot} W\frac{1}{2}U\frac{\partial\rho D}{\partial x}d\Omega = \left[W\frac{1}{2}U\rho D\right]_{\partial\Omega_1}^{\partial\Omega_2} - \int_{\Omega}^{\cdot}\frac{U}{2}\frac{\partial W}{\partial x}\rho D d\Omega \tag{2.33}$$

Et en utilisant la formulation de Leibniz pour le terme différentiel relative au temps, on obtient finalement:

$$E(D) = \int_{\Omega}\left(F\frac{h^3}{12\mu}\left(\frac{\partial W}{\partial x}\frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z}\frac{\partial D}{\partial z}\right) - \frac{U}{2}\frac{\partial W}{\partial x}h + W\frac{\partial h}{\partial t} - (1 - F)\frac{U}{2}\frac{\partial W}{\partial x}D\right)d\Omega - \frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega}(1-F)WDd\Omega. \tag{2.34}$$

La discrétisation de l'équation (2.34) est basée sur l'utilisation d'éléments linéaires à quatre nœuds. Les différents paramètres impliqués dans l'équation de Reynolds sont définis par les fonctions d'interpolation suivantes :

$$D = \sum_{j=1}^{nn_e} N_j(\xi,\eta)\,D_j;\, x = \sum_{j=1}^{nn_e} N_j(\xi,\eta)\,x_j \quad ; z = \sum_{j=1}^{nn_e} N_j(\xi,\eta)\,z_j \tag{2.35}$$

Et leurs évaluations différentielles

$$\left.\frac{\partial D}{\partial x}\right|_m = \sum_{j=1}^{nn_e}\left.\frac{\partial N_j}{\partial x}\right|_m D_j\ ;\left.\frac{\partial D}{\partial z}\right|_m = \sum_{j=1}^{nn_e}\left.\frac{\partial N_j}{\partial z}\right|_m D_j\,;\ldots;\left.\frac{\partial x}{\partial \xi}\right|_m = \sum_{j=1}^{nn_e}\left.\frac{\partial N_j}{\partial \xi}\right|_m D_j;\ \left.\frac{\partial x}{\partial \eta}\right|_m = \sum_{j=1}^{nn_e}\left.\frac{\partial N_j}{\partial \eta}\right|_m D_j \tag{2.36}$$

Le caractère particulier de l'équation de Reynolds modifiée, lorsqu'elle s'applique aux zones inactives, rend nécessaire le décentrement des fonctions d'interpolation, (upwind scheme). Ainsi, lors du choix de la fonction de pondération, pour la zone active, la méthode Boubnove-Galerkin est utilisée, où les fonctions de pondération sont les mêmes que les fonctions de forme. Pour les zones inactives, afin de favoriser les nœuds du fluide en amont par rapport aux nœuds du fluide en aval, les fonctions d'interpolation sont décentrées et écrites dans notre cas comme suit, en tenant compte des zones actives et inactives :

$$
\begin{gathered}
N_1(\xi,\eta) = \big(1-\xi+3sign(U)\big)(1-\xi)(1-\eta); \\
N_2(\xi,\eta) = \big(\xi-3sign(U)\big)(1-\xi)(1-\eta); \\
N_3(\xi,\eta) = \big(\xi-3sign(U)\big)(1-\xi)\eta; \\
N_4(\xi,\eta) = (1-\xi+3sign(U))(1-\xi)\eta \\
\text{où } sign(U) = 1 \; si \; U > 0 \; et \; sign(U) = -1 \; si \; U < 0
\end{gathered}
\tag{2.37}
$$

Ainsi, pour chaque élément i, l'équation pondérée peut s'écrire comme suit :

$$
\begin{aligned}
E_i(D) = \int_\Omega \left(F\frac{h^3}{12\mu}\left(\frac{\partial W}{\partial x}\frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z}\frac{\partial D}{\partial z}\right) - \frac{U}{2}\frac{\partial W}{\partial x}h + W\frac{\partial h}{\partial t} - (1-F)\frac{U}{2}\frac{\partial W}{\partial x}D \right) d\Omega \\
- \frac{\partial}{\partial t}\int_\Omega (1-F)WDd\Omega_i
\end{aligned}
\tag{2.38}
$$

Où l'intégration sur l'ensemble du domaine est obtenue en additionnant les intégrations sur chaque élément :

$$
E = \sum_{i=1}^{ne} E_i \tag{2.39}
$$

En remplaçant (2.38) and (2.39) dans l'équation E_i on obtient:

$$
\begin{aligned}
E_i = \sum_{m=1}^{npg} \Bigg[\frac{{h_{m,i}}^3}{12\mu} \left(\frac{\partial w_{m,i}}{\partial x}_m \sum_{j=1}^{nee} \left(\frac{\partial N_{j,i}}{\partial x}_m D_{j,i}F_{j,i} \right) + \frac{\partial w_{m,i}}{\partial z}_m \sum_{j=1}^{nee} \left(\frac{\partial N_{j,i}}{\partial z}_m D_{j,i}F_{j,i} \right) \right) \\
- \frac{1}{2}U\frac{\partial w_{m,i}}{\partial x}_m h_{m,i} - \sum_{j=1}^{nee} \left(\big(1-F_{j,i}\big)\frac{U}{2}\frac{\partial w_{m,i}}{\partial x} N_{j,i}D_{j,i} \right) + w_{m,i}\frac{\partial h_{m,i}}{\partial t} \\
- \frac{\partial}{\partial t}\sum_{j=1}^{nee} \left(\big(1-F_{j,i}\big) w_{m,i}N_{j,i}D_{j,i} \right) \Bigg] \Delta\Omega_i detJ_m = 0
\end{aligned}
\tag{2.40}
$$

En réassemblant et en considérant un schéma transitoire implicite, on obtient :

$$E_i = \sum_{m=1}^{npg} \left[\frac{h_{m,i}}{12\mu}^3 \sum_{j=1}^{nee} \left(\left(\frac{\partial w_{m,i}}{\partial x}_m \frac{\partial N_{j,i}}{\partial x}_m + \frac{\partial w_{m,i}}{\partial z}_m \frac{\partial N_{j,i}}{\partial z}_m \right) F_{j,i} \right. \right.$$
$$\left. - \left(1 - F_{j,i}\right) \frac{U}{2} \frac{\partial w_{m,i}}{\partial x} N_{j,i} - \frac{1}{\Delta t} w_{m,i} N_{j,i} \left(1 - F_{j,i}(t)\right) \right) D_{j,i}$$
$$- \frac{1}{2} U \frac{\partial w_{m,i}}{\partial x}_m h_{m,i} + w_{m,i} \frac{h_{m,i}(t) - h_{m,i}(t-1)}{\Delta t}$$
$$\left. + \sum_{j=1}^{nee} \frac{1}{\Delta t} \left(w_{m,i} N_{j,i} \left(1 - F_{j,i}(t-1)\right) D_{j,i}(t-1) \right) \right] \Delta\Omega_i det J_m = 0 \tag{2.41}$$

Où J_m est la matrice Jacobienne reliant les fonctions dérivées dans les coordonnées de l'élément réel avec celles paramétriques, et qui est écrite comme suit :

$$J_m \equiv \frac{\partial(x,z)}{\partial(\xi,\eta)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial \xi} & \frac{\partial x}{\partial \eta} \\ \frac{\partial z}{\partial \xi} & \frac{\partial z}{\partial \eta} \end{vmatrix} = \frac{\partial x}{\partial \xi}\frac{\partial z}{\partial \eta} - \frac{\partial z}{\partial \xi}\frac{\partial x}{\partial \eta} \tag{2.42}$$

Avec W_{mj} la fonction de pondération liée au nœud j, et N_{mk} la fonction d'interpolation liée au nœud k dans le domaine élémentaire Ω_i.

Les équations discrétisées constituent un système linéaire dont le vecteur inconnu $[D^t]$ représente les n_e pressions nodales inconnues.

$$[A^t][D^t] = [B^t] \tag{2.43}$$

Où

$$A_{i,j}^t = \sum_{m}^{npg} \left(\frac{\partial w_{m,i}}{\partial x}_m \frac{\partial N_{j,i}}{\partial x}_m + \frac{\partial w_{m,i}}{\partial z}_m \frac{\partial N_{j,i}}{\partial z}_m \right) F_{j,i} - \left(1 - F_{j,i}\right) \frac{U}{2} \frac{\partial w_{m,i}}{\partial x} N_{j,i}$$
$$- \frac{1}{\Delta t} w_{m,i} N_{j,i} \left(1 - F_{j,i}(t)\right) \Delta\Omega_i det J_m \tag{2.44}$$

et

$$B_i = \frac{1}{2} U \frac{\partial w_{m,i}}{\partial x}_m h_{m,i} - w_{m,i} \frac{h_{m,i}(t) - h_{m,i}(t-1)}{\Delta t}$$
$$- \sum_{j=1}^{nee} \frac{1}{\Delta t} \left(w_{m,i} N_{j,i} \left(1 - F_{j,i}(t-1)\right) D_{j,i}(t-1) \right) \Delta\Omega_i det J_m \tag{2.45}$$

Un code en volume fini a également été développé dans le cadre de ce travail (présenté en Annexe A).

3. Algorithme numérique

L'algorithme numérique est présenté dans la figure 2.4. La zone liquide dans le joint, caractérisée par la longueur d'étanchéité, est évaluée par un algorithme itératif. Le débit de sortie est calculé à partir d'une valeur initiale, mesurée à partir de l'entrée du joint. Si la valeur est positive, la longueur du joint est augmentée dans le sens d'écoulement (z) d'une longueur qui correspond à un élément du maillage. Si la valeur est négative, la longueur est diminuée d'une longueur d'un élément. La convergence est atteinte lorsque, pour deux itérations consécutives, le débit passe de positif à négatif ou vice-versa.

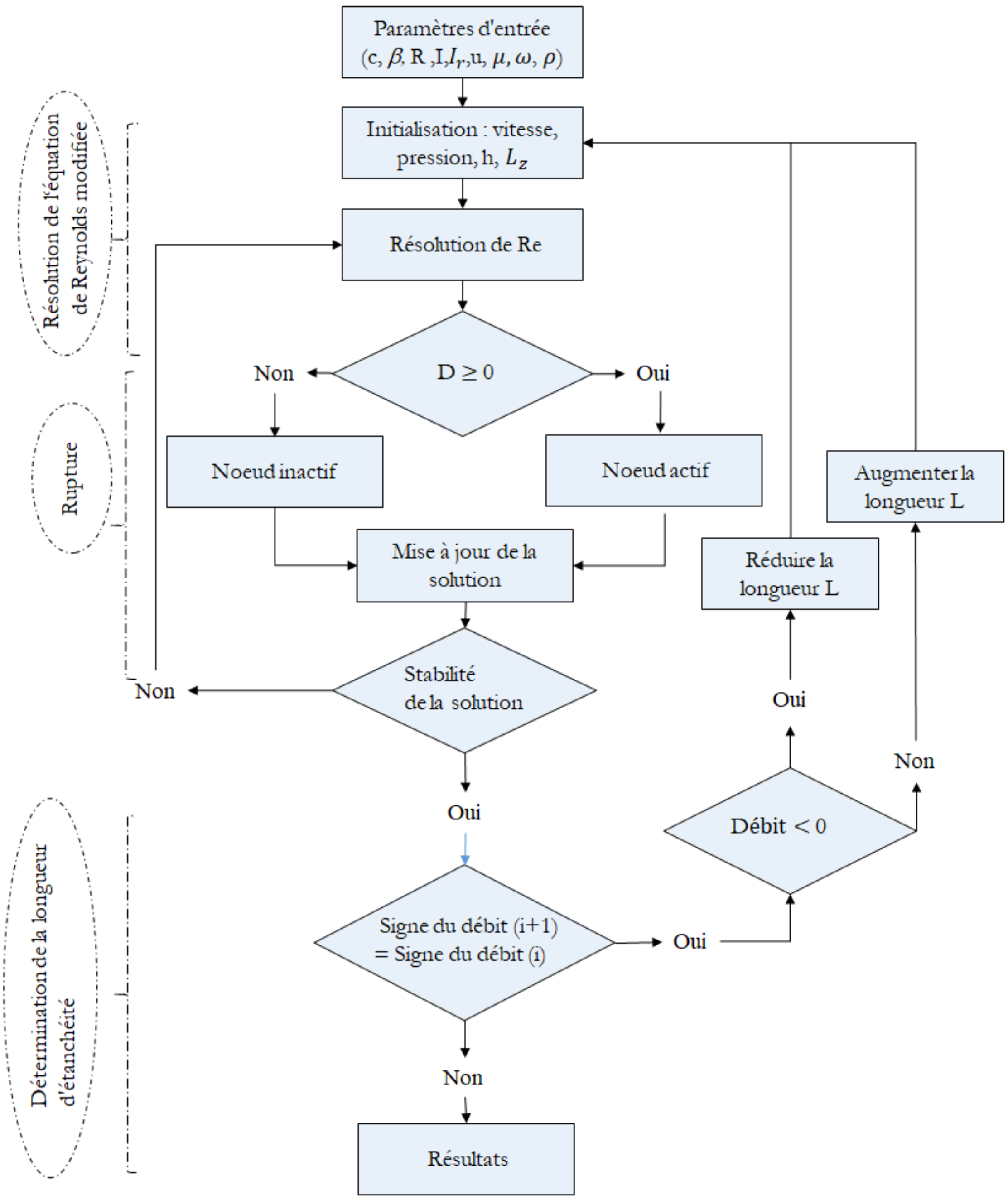

Figure 2.4. Algorithme numérique.

4. Traitement de l'effet d'inertie au niveau des discontinuités du film liquide

Comme première approche pour aborder la limitation du modèle de Reynolds en termes de traitement des effets d'inertie, nous avons introduit une correction d'inertie au modèle Re Modifié (Re+I). Les effets d'inertie peuvent être partiellement corrigés dans la région discontinue de l'épaisseur du film fluide au moyen de la méthode utilisée par Arghir *et al.* (Arghir, 2002) basée sur l'équation de Bernoulli généralisée (2.46). L'équation est appliquée dans les zones de discontinuité de l'épaisseur du film, écrit ici pour une discontinuité de l'épaisseur du film suivant l'axe x :

$$p(x^-) + \frac{\rho\big(u(x^-)\big)^2}{2} = p(x^+) + \frac{\rho\big(u(x^+)\big)^2}{2} + \xi\,\frac{\rho\big[MAX\big(u(x^-), u(x^+)\big)\big]^2}{2} \qquad (2.46)$$

où les coordonnées x^+ et x^- indiquent les emplacements trouvés immédiatement en amont et en aval de la discontinuité (figure 2.5), ξ est le coefficient de perte de charge et u indique la vitesse du fluide.

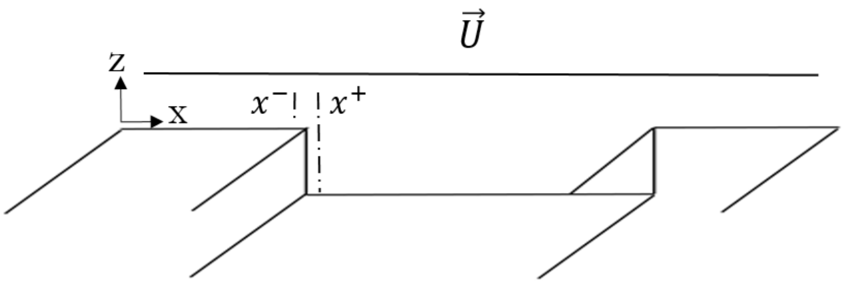

Figure 2.5. Chaine rainure-crête du joint visqueux.

Comme décrit dans le paragraphe 2.5, la discrétisation du domaine est réalisée avec des éléments ayant des frontières qui coïncident avec les zones de discontinuité. Les valeurs de l'épaisseur et de la pression vont être définies par élément. La continuité du débit est écrite au niveau de la discontinuité géométrique et donc les deux termes de frontière des équations (2.30) et (2.31) ne peuvent plus être négligés. Le système linéaire obtenu est résolu avec la méthode de Newton-Raphason ce qui permet l'utilisation des multiplicateurs de Lagrange pour le coupler avec l'équation (2.46).

5. Traitement de la turbulence

Dans cette étude, afin de modéliser la zone de transition laminaire/turbulente, nous avons utilisé l'équation de Reynolds modifiée, en régime stationnaire, suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{k_x}\frac{\partial D}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{k_z}\frac{\partial D}{\partial z}\right) = \frac{1}{2}\mu U \frac{\partial}{\partial x}\big(h + (1-F)D\big) \qquad (2.47)$$

Où k_x et k_z sont des paramètres de l'écoulement, qui dépendent du nombre de Reynolds, dans les directions x et z, et qui sont déterminées par Constantinescu (Constantinescu, 1970). Ils sont indépendants du gradient de pression.

Une fonction $f(Re_h)$ a été définie comme :

- $f(Re_h) = 0$ pour le régime d'écoulement laminaire, quand $Re_h \leq Re_{cr}$
- $f(Re_h) = \left[1 - \left(\frac{2Re_{cr} - Re_h}{Re_{cr}}\right)^N\right]$ pour la zone de transition, lorsque $Re_{cr} \leq Re_h \leq 2Re_{cr}$ (2.48)
- $f(Re_h) = 1$ pour les zones turbulentes lorsque $Re_h \geq 2\ Re_{cr}$

où Re_h représente le nombre de Reynolds relatif à l'épaisseur du film local et Re_{cr} est un nombre de Reynolds critique relatif au jeu et définissant la zone de transition de l'état laminaire à l'état turbulent. Les coefficients de turbulence utilisés dans l'équation de Reynolds sont (Frêne, 1990) :

$$\begin{aligned} k_x &= 12 + 0.0136\, f(Re_h)\, Re_h^{0.9} \\ k_z &= 12 + 0.00432\, f(Re_h)\, Re_h^{0.96} \end{aligned} \tag{2.49}$$

6. Conclusion

Ce chapitre présente les éléments essentiels qui constituent le modèle numérique développé pour l'étude des joints visqueux.

Le domaine d'étude du joint a été représenté en coordonnées cartésiennes, par une forme développée inclinée. Le modèle numérique est basé sur l'équation de Reynolds modifiée proposée par Bonneau et Hajjam (Bonneau, 2001). L'algorithme de calcul intègre des approches théoriques qui permettent de prendre en compte les phénomènes de cavitation et de turbulence. Une correction de l'inertie au niveau de la discontinuité du joint, basée sur la méthodologie utilisée par Arghir et al. (Arghir, 2003), a été adoptée également dans le modèle numérique.

Ce modèle va ainsi permettre, non seulement de se rapprocher d'avantage des conditions de fonctionnement réelles, mais aussi de mieux comprendre et analyser les phénomènes physiques et les performances d'étanchéité du joint visqueux.

Chapitre 3

Turbulence et traitement d'inertie

Les résultats de ce chapitre ont été publiés dans Tribology International et IOP Conference Series: Materials Science and Engineering:

- Souchet D, Jarray M, Fatu A, Performance characteristics of viscoseals in laminar and turbulent flow regimes. Tribology International 2017, 114:152-160.
- M Jarray, D Souchet, Y Henry and A Fatu. A finite element solution of the Reynolds equation of lubrication with film discontinuities: application to helical groove seals. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering 2017; 174:012037.

1. Introduction

Les hypothèses classiques des films minces considèrent que les effets d'inertie et de la turbulence sont négligés. Cependant, lorsque l'épaisseur du film est discontinue, il convient de considérer ces phénomènes physiques pour fiabiliser les résultats.

Ce chapitre est divisé en deux parties. L'objectif de la première partie est d'explorer les possibilités de prédire, numériquement, le comportement de l'écoulement dans les joints visqueux en discrétisant l'équation de Reynolds modifiée, proposée par Hajjam et Bonneau (Bonneau, 2001), et en adoptant la correction de l'inertie basée sur l'approche utilisée par Arghir et al. (Arghir, 2003). Le modèle numérique adopte l'approche du joint en forme développée et inclinée, présenté dans le deuxième chapitre. Les résultats sont comparés avec le modèle Navier-Stokes en utilisant le code CFD OpenFoam. La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse des effets de l'écoulement turbulent sur les caractéristiques et les performances de différents joints visqueux. Une zone de transition entre régime laminaire et régime turbulent est modélisée. Une comparaison est établie entre notre code numérique, qui prend en compte le régime de turbulence, et des résultats expérimentaux pour différentes géométries de joints. De plus, le modèle proposé est utilisé pour prédire les performances du joint visqueux pour différentes conditions de fonctionnement.

2. Traitement de l'inertie

Afin de traiter l'inertie au niveau de la discontinuité dans le joint, la correction présentée dans le chapitre 2 s'inspirant de la méthode utilisée par Arghir *et al.* (Arghir, 2002) et basée sur l'équation de Bernoulli généralisée a été utilisée. Les résultats ont été comparés avec les résultats CFD obtenus en utilisant Openfoam. On détaillera dans cette section le domaine d'étude ainsi que les conditions aux limites adoptées.

2.1. Domaine d'étude et conditions aux limites

Le joint visqueux étudié est un joint à quatre rainures ayant un ratio du jeu sur le rayon égal à 0,00625. Le domaine de calcul est une surface rectangulaire bidimensionnelle déroulée à partir de la forme cylindrique du joint en la coupant suivant la direction du bord des rainures (figure 2.1), et dans lequel, un maillage cartésien uniforme de N_x×N_z nœuds est défini. Les nœuds du maillage sont espacés de $x_i = I/N_x$ suivant l'axe des x et $z_i = L/N_z$suivant l'axe de z, où $N_1 = 32$ et $N_2 = 320$. Un algorithme utilisant la méthode des éléments finis est utilisé pour résoudre les équations principales.

Les conditions aux limites et les hypothèses suivantes ont été considérées :

- Une pression fixe est définie à l'entrée et à la sortie du joint, un côté est maintenu à la pression atmosphérique et l'autre à une pression de service variant de 0,1 MPa à 0,3 MPa.
- Des conditions aux limites périodiques ont été appliquées sur les côtés inclinés du joint.
- Un régime stationnaire est considéré**.**
- L'écoulement est laminaire et le fluide a les propriétés de l'huile ISO VG 46 à 40°C avec une viscosité dynamique constante de µ=0.039 Pa.s et une densité ρ=870 kg/m^3.
- L'écoulement est incompressible et isotherme.
- Joint centré (excentricité nulle).

2.2. Modélisation CFD sur OpenFoam

La solution obtenue grâce au modèle Re+I (Reynolds + correction d'inertie), détaillée précédemment, est comparée à la solution NS obtenue en utilisant le logiciel open source OpenFOAM.

OpenFOAM a été sélectionné pour ce travail car il est gratuit et le code source est ouvert. Il nécessite cependant une forte implication de la part de l'utilisateur puisqu'il ne contient pas d'interface utilisateur. Un solveur stationnaire incompressible 3D a été utilisé. La géométrie 3D du domaine de l'écoulement est créée via le logiciel de conception mécanique SolidWorks, avec les mêmes dimensions que celles présentées dans la figure 2.1. La géométrie est exportée par la suite vers snappyHexMesh qui est un outil de maillage fourni avec OpenFOAM. L'outil de maillage d'Ansys 18 a été également utilisé pour plusieurs cas de tests. Les résultats obtenus avec OpenFoam ont été visualisés et analysés en utilisant Paraview, qui est un outil open source de visualisation de données. La procédure de simulation, ainsi que les logiciels utilisés, sont présentés dans la figure 3.1.

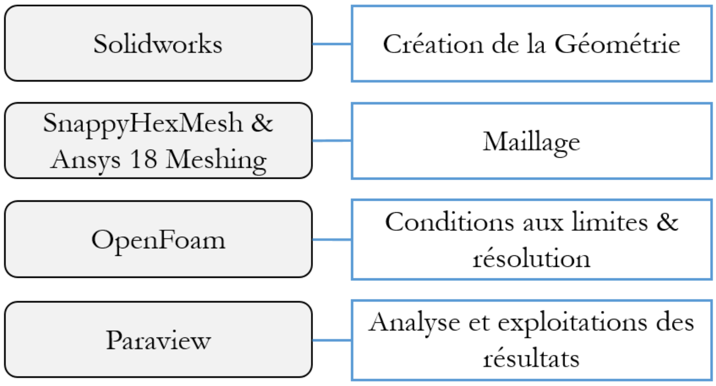

Figure 3.1. Outils utilisés pour la simulation CFD.

Toutes les conditions aux limites sont les mêmes que celles prises pour le cas 2D. La partie mobile est définie sur la surface lisse et la partie rainurée est fixe.

Une analyse d'indépendance du maillage a été réalisée avant chaque simulation afin de s'assurer que le maillage est indépendant de la distribution de la pression et ainsi assurer la précision des résultats numériques. A titre d'exemple, la figure 3.2 montre la pression sur une ligne choisie aléatoirement le long de l'axe du joint afin d'évaluer la dépendance de la solution au raffinement du maillage; le maillage 1 est le plus grossier et le maillage 5 est le plus fin. Aucun changement significatif de pression ne peut être observé à partir du maillage 4, ce qui suggère que l'indépendance du maillage est atteinte.

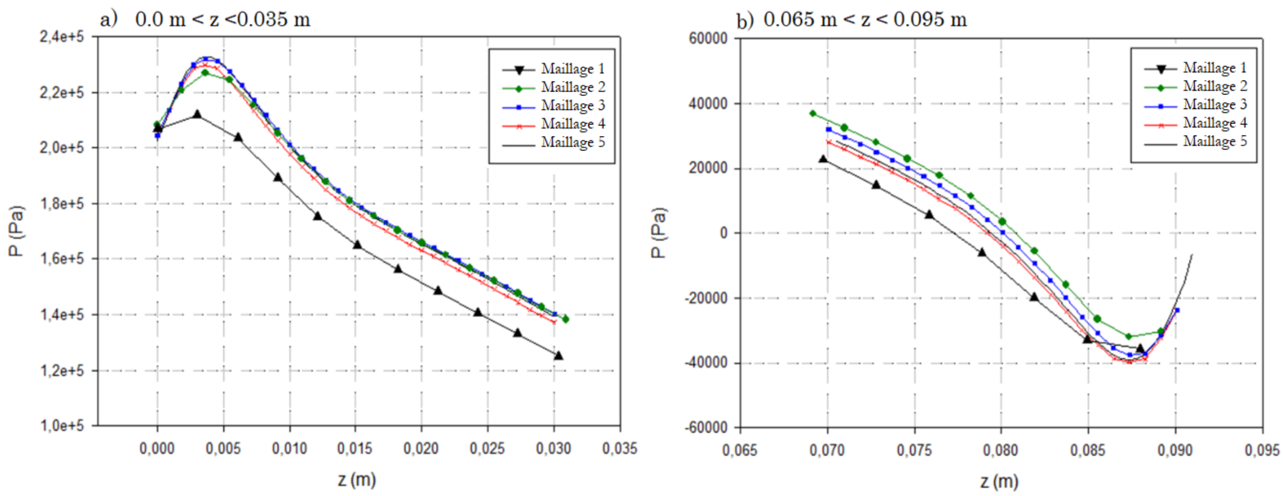

Figure 3.2. Pression le long d'une ligne choisie de manière aléatoire dans la géométrie du joint visqueux ; a) 0 m<z<0,035; b) 0,065 m<z<0,095.

Le domaine est maillé avec un maillage structuré formé par des cellules hexaédriques totalisant 1 838 585 nœuds, avec 13 nœuds suivant la direction de l'épaisseur du film, l'axe y, 241 suivant l'axe x, et 401 nœuds le long de l'axe z (figure 3.3). Le solveur SimpleFoam de OpenFOAM a été utilisé. C'est un solveur stationnaire pour les fluides incompressibles utilisant la méthode des volumes finis. Les mêmes propriétés de fluide et les mêmes conditions aux limites que dans le cas Re+I ont été utilisées dans OpenFoam.

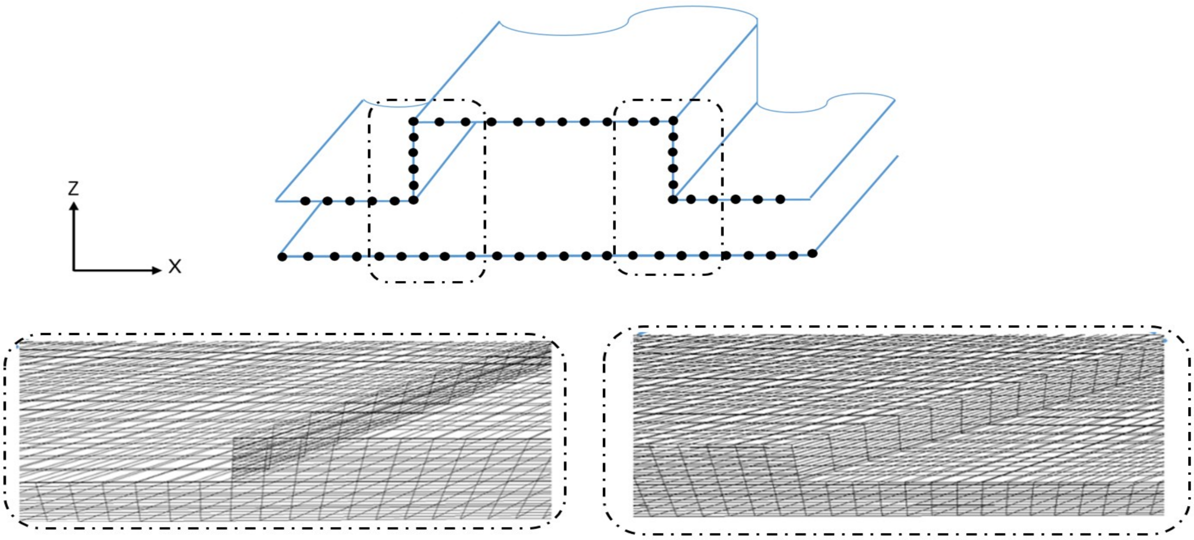

Figure 3.3. Vue détaillée du maillage 3D au niveau de la discontinuité.

2.2.3 Résultats et discussions

Nous commençons par une comparaison entre des résultats obtenus avec la forme développée et des résultats obtenus avec la forme cylindrique, utilisant le modèle NS du code CFD OpenFoam. Les figures 3.4 et 3.5 montrent la pression axiale suivant l'axe x distant de z/L=0,5 de l'entrée du fluide. La distribution de la pression pour les géométries développées et cylindriques ont un profil similaire, que ce soit au niveau des faces rainurées (figure 3.4) ou des faces sans rainures (figure 3.5).

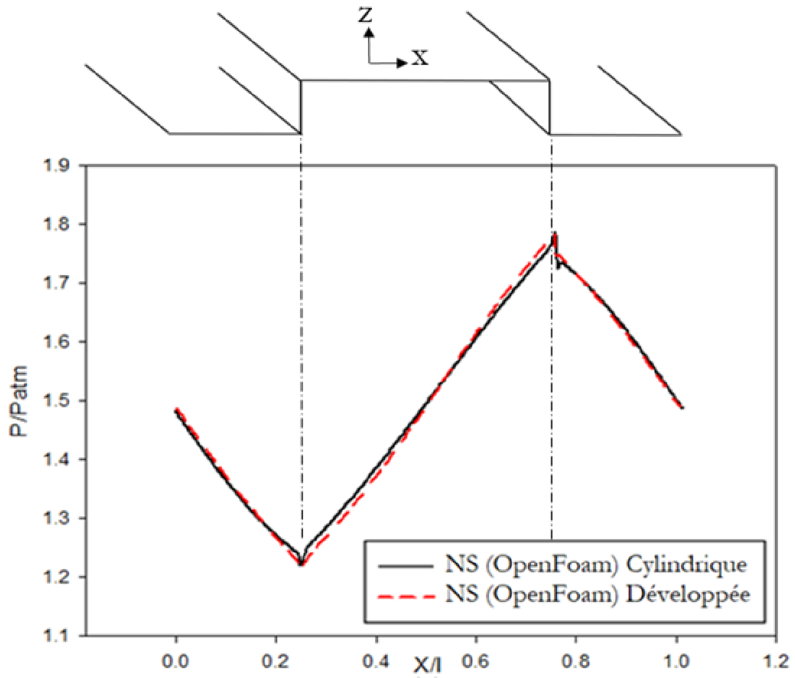

Figure 3.4. Pression le long de l'axe x à z/L=0,5 pour la surface avec rainure.

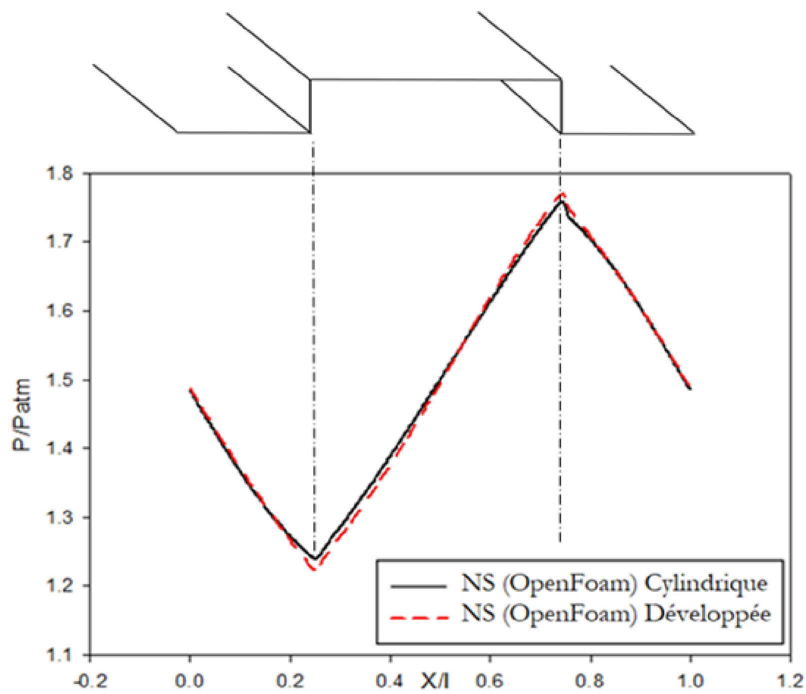

Figure 3.5. Pression le long de l'axe x à z/L=0,5 pour la surface sans rainure.

Afin d'illustrer la distribution de pression au niveau des formes cylindriques et développées, la figure 3.6 présente la distribution de la pression pour une des configurations de joint testées, obtenue en utilisant OpenFoam. La figure 3.6 (a) montre la distribution de la pression pour la forme cylindrique du joint, et la figure 3.6 (b) celle de la forme développée.

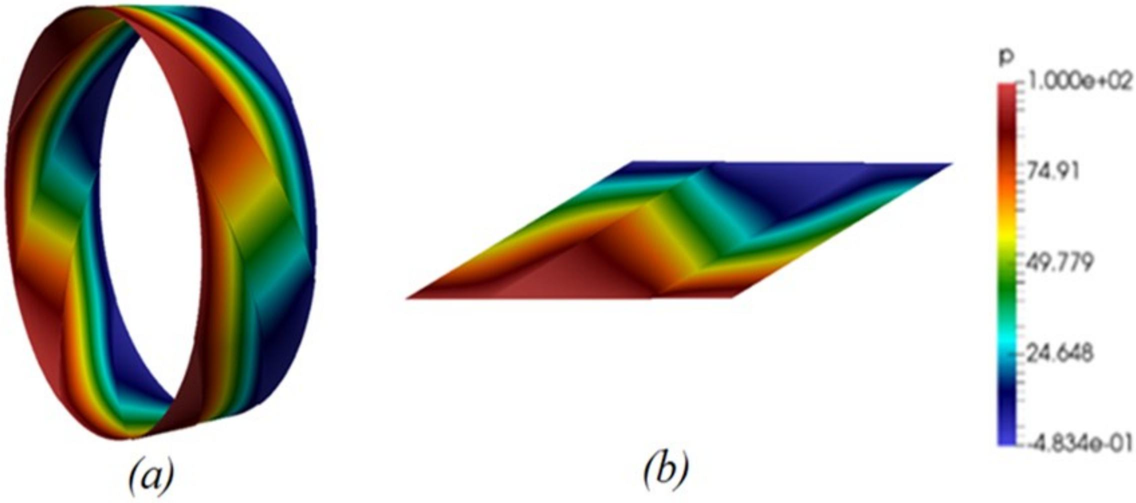

Figure 3.6. Distribution de la pression obtenue en utilisant OpenFoam : forme cylindrique du joint (a) forme développée du joint (b).

La fiabilité du code Re+I a été évaluée en le comparant avec les résultats NS obtenus avec OpenFoam. La figure 3.7 montre la distribution linéaire adimensionnelle de la pression équation (3.1) suivant l'axe x à z/L=0,5 pour des nombres de Reynolds compris entre 100 et 400. Le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre hydraulique de l'entrée du joint (équations 3.2 et 3.3). Contrairement au nombre de Reynolds basé sur le jeu Re_c, Re_{D_h} prend en compte la variation de profondeur de la rainure.

$$P_{ad} = \frac{P + P_{atm}}{P_{atm}} \tag{3. 1}$$

$$Re_{D_h} = \frac{\rho U D_h}{\mu} \tag{3. 2}$$

où U est la vitesse linéaire de la surface externe et D_h le diamètre hydraulique à l'entrée, défini par l'expression suivante :

$$D_h = 4\frac{I.c + I_r.h_0}{2(I + h_0)} \tag{3. 3}$$

avec h_0 la profondeur de la rainure et I_r la longueur de la crête. Comme le montre la figure 3.7, la géométrie du joint a une influence significative sur la distribution de la pression, on peut voir que la pression développée commence à augmenter au début de la rainure et diminue brusquement à sa fin. Une vue rapprochée de la zone de discontinuité du film est présentée dans chaque cas (figures 7 (a) et (b)). Il est clair que Re+I et NS ont un profil similaire avec une erreur relative maximum localisée autour de la zone de discontinuité du film et n'excédant pas 0,1. L'erreur relative est le ratio de la différence absolue entre les valeurs de pression des modèles NS et ceux de Re+I pour une coordonnée x, sur la valeur de la pression obtenue avec le modèle NS (équation 3.4).

$$e_r = \frac{|P_{NS}(x) - P_{Re+I}(x)|}{|P_{NS}(x)|} \tag{3. 4}$$

Il apparaît aussi, que pour des nombres de Reynolds plus grands, Re+I tend à surestimer la perte de pression dans la zone de discontinuité (a) où la rainure se termine.

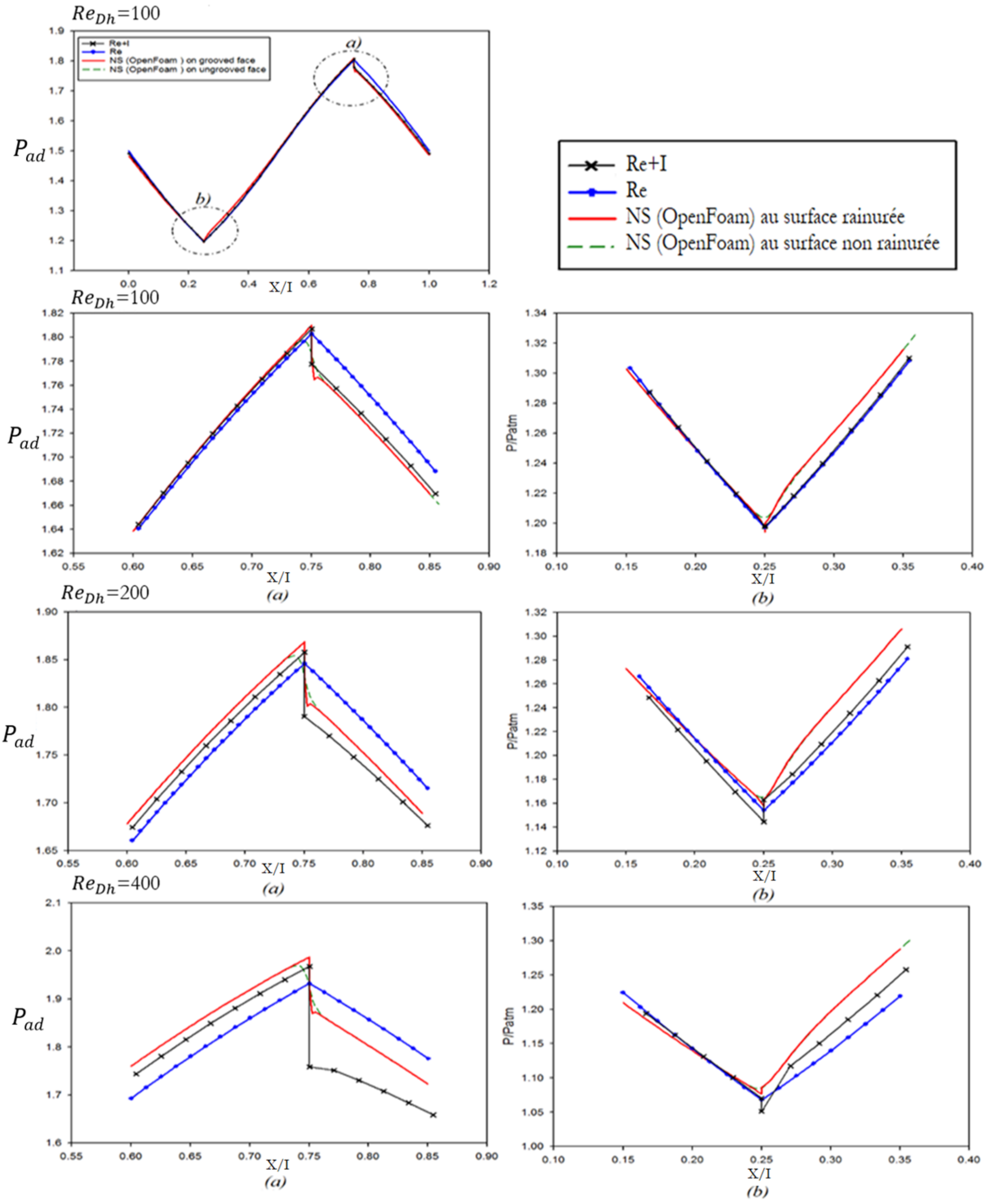

Figure 3.7. Pression le long de l'axe x à z/L=0,5 pour différents nombres Re, comparaison entre NS, Re+I et Re.

3. Caractéristiques et performances des joints visqueux en régime d’écoulement laminaire et turbulent

Dans cette partie, une étude numérique du comportement des joints visqueux pour des régimes laminaires et turbulents est présentée. Le modèle numérique basé sur la méthode des éléments finis, présenté dans le chapitre 2, a été utilisé pour différents régimes d’écoulements. L’approche numérique proposée dans cette partie peut être considérée comme une extension en régimes turbulents de l’étude décrite dans la référence (Targaoui, 2015).

3.1. Comparaisons numériques et expérimentales

Afin de valider le modèle numérique traitant le régime d’écoulement turbulent dans le joint visqueux, nous avons réalisé une analyse comparative avec les résultats expérimentaux de Luttrull (Luttrull, 1970) basés sur la mesure du coefficient d’étanchéité Δ. Le coefficient d’étanchéité est déterminé par la formule suivante (Boon, 1959) :

$$\Delta = \frac{6\mu U}{c^2}\frac{L_z}{\Delta P} \qquad (3.\ 5)$$

L_z Représente la longueur d’étanchéité, plus L_z est petit mieux le joint étanche. Tous les calculs sont réalisés sur les mêmes joints que ceux utilisés par Luttrull (Luttrull, 1970).

Les travaux expérimentaux sont présentés dans les tableaux 3.1 et 3.2. Comme présenté sur la figure 2.1, tous les joints sont considérés en forme développée selon un plan (x, z). Notons que tous les joints sont de grande dimension, ce qui a permis à Luttrull de faire fonctionner les différents joints dans des régimes laminaires et turbulents.

Tableau 3.1: Caractéristiques des joints (Luttrull, 1970).

	Joint-1	Joint -2	Joint -3
Diamètre (mm)	101.35	101.35	101.35
Jeu (mm)	0.15	0.15	0.15
Profondeur de la rainure (mm)	1.14	1.14	1.14
Angle de la rainure (°)	14.5	14.5	14.5
Densité des rainures χ	0.5	0.5	0.5
Nombre des rainures	3	6	12

Il est important de souligner que la seule différence entre les joints testés est le nombre de rainures. La densité χ des rainures est constante et égale à 0,5, et donc, quel que soit le nombre de rainures, la surface des rainures est égale à la surface des crêtes.

La vitesse des joints varie de 100 tr/min à 5 000 tr/min permettant d'atteindre un nombre de Reynolds Re_c =4573 avec de l'eau. La pression d'essai, relative à la pression atmosphérique, varie entre 0,05 MPa et 0,35 MPa. Les essais sont réalisés avec 2 types de fluides : de l'eau et des huiles de silicone. Leurs caractéristiques sont présentées dans le tableau 2.

Tableau 3.2: Caractéristiques des fluides (Luttrull, 1970).

	Viscosité dynamique à 25°C (mPa.s)	Densité (Kg/m^3)
Eau	0.885	1000
Silicone #2	1.746	873
Silicone #10	9.4	940

Les résultats expérimentaux (voir figure 3.8) montrent une variation importante du coefficient d'étanchéité lorsque le nombre de Reynolds lié au jeu excède une certaine valeur Re_{cr}. Les valeurs de Re_{cr} ont été extraites des résultats expérimentaux de la référence (Luttrull, 1970). Elles sont présentées dans le tableau 3.3.

Tableau 3.3: Valeurs expérimentales du nombre de Reynols (Luttrull, 1970).

Joint	Re_{cr}
Joint 1	150
Joint 2	200
Joint 3	380

Une zone de transition entre Re_{cr} et $2Re_{cr}$ est choisie. A partir de $2Re_{cr}$, l'écoulement est considéré comme turbulent. La valeur $2Re_{cr}$ a été choisie en raison de sa bonne concordance avec les résultats expérimentaux présentés en référence (Luttrull, 1970).

La figure 3.8 montre la variation du coefficient d'étanchéité Δ en fonction de Re_c pour différentes valeurs de n. Différents cas ont été étudiés. Comme il est possible de l'observer, pour N = 4 (voir équation 2.48), le coefficient d'étanchéité chute rapidement dans la zone de transition, définie par les deux traits discontinus verticaux. Cependant, pour N = ¼, les résultats théoriques et expérimentaux ont un profil similaire. Par conséquent, cette valeur de n sera utilisée pour les prochains résultats numériques présentés.

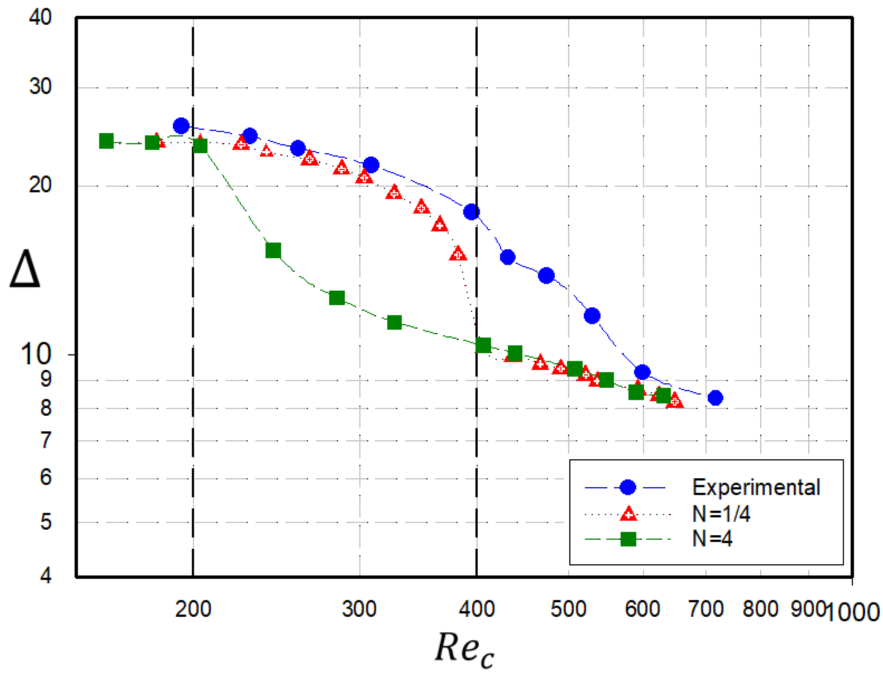

Figure 3.8. Coefficient d'étanchéité dans la zone de transition en fonction de Re_c pour différentes valeurs de n (Joint-2).

Les figures 3.9, 3.10 et 3.11 montrent la variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Re_c pour les 3 configurations de joints et les 3 fluides d'essai. La pression d'entrée est égale 0.2 MPa. La zone de transition est définie par les deux traits verticaux. Il est possible d'observer, dans un régime laminaire, un coefficient d'étanchéité constant obtenu avec le modèle de Reynolds. Des observations similaires sont obtenues par le modèle Stair & Haile (Stair, 1966). En régime laminaire, les résultats numériques sont également en accord avec l'expression analytique donnée par Boon & Tall, et utilisée par Stair & Hale qui montre que le coefficient d'étanchéité ne dépend que de la géométrie du joint. Cependant, il est important de se rappeler qu'un coefficient d'étanchéité constant ne signifie pas une longueur d'étanchéité constante.

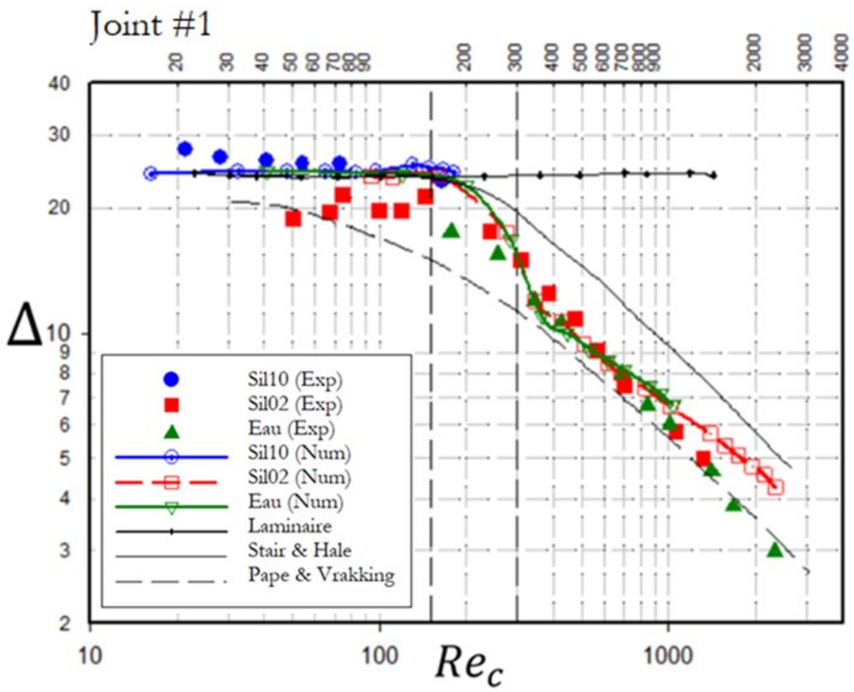

Figure 3.9. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Re_c pour différents lubrifiants : Joint-1.

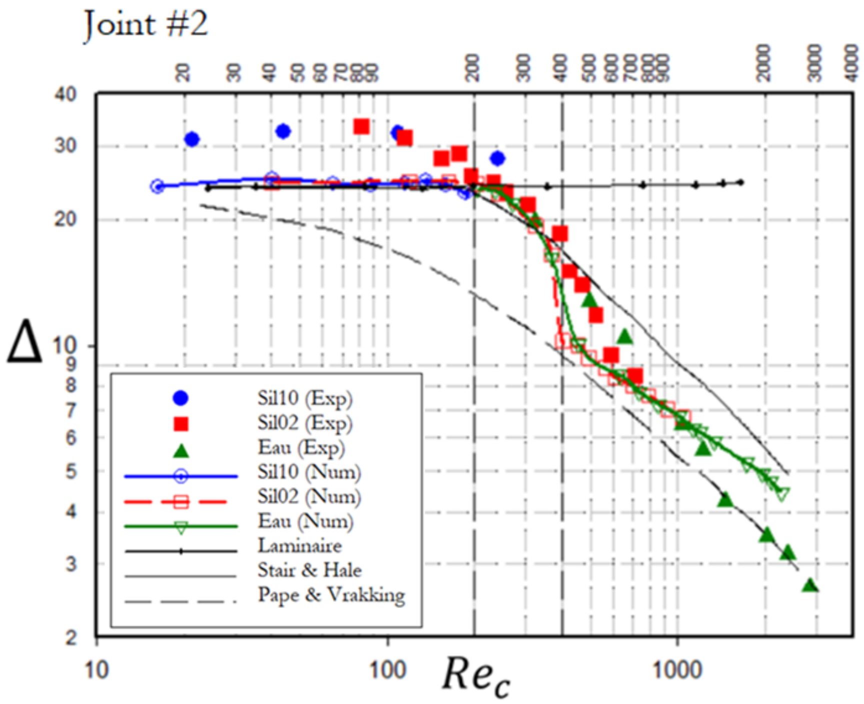

Figure 3.10. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Re_c pour différents lubrifiants : Joint-2.

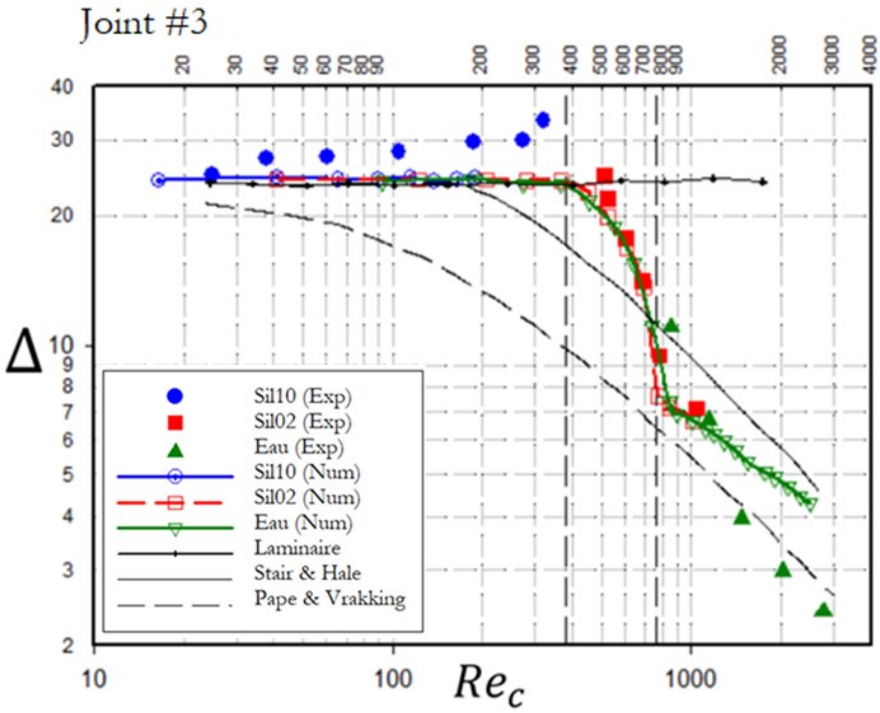

Figure 3.11. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Re_c pour différents lubrifiants : Joint-3.

Les prédictions obtenues pour le joint #1 se corrèlent globalement aux résultats expérimentaux mais de plus fortes dispersions sont observées avec les joints #2 et #3 (figures 3.10 et 3,11). Lorsque l'écoulement devient turbulent, les résultats numériques sont proches des résultats expérimentaux. Les résultats obtenus par Pape et Vrakking (Pape, 1986) tendent à sous-estimer le coefficient d'étanchéité. La zone de transition, définie ci-dessus, est en accord avec les résultats expérimentaux. Il est important de noter que, pour le troisième joint, le modèle Stair et Hale tend à sous-estimer le nombre de Reynolds critique.

3.2. Evaluation du couple de frottement

Numériquement, le couple de frottement dû aux contraintes de cisaillement dans l'écoulement le long des parois du joint visqueux est calculé en discrétisant l'intégrale ci-dessous, comme défini dans (Frêne, 1990):

$$Couple_{num} = \frac{D}{2}\int_0^L \int_0^{\pi D} (\frac{h}{2}\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\mu D\omega}{2}\frac{\rho}{\rho_0 h})dxdz \tag{3. 6}$$

$$Couple\ Turbulent_{\ num} = \frac{D}{2}\int_0^L \int_0^{\pi D} (\frac{h}{2}\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\mu D\omega}{2}\frac{r}{h^2}(1 + 0.012\, f(Re_h)\, Re_h^{0.94})dxdz \tag{3. 7}$$

La figure 3.12 montre la variation du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation pour le joint #2. Le fluide utilisé est le silicone 2. Des tendances similaires sont observées avec les joints #1 et #3.

La différence entre les couples de frottement calculés, dans un régime laminaire, par les modèles théoriques et numériques (figure 3.12) peut être expliquée par le fait que le modèle théorique considère seulement un écoulement de Couette alors qu'il y a également une friction créée par le gradient de pression entre l'entrée et la sortie du joint.

L'évaluation théorique du couple de frottement donnée par l'équation (2.28) peut être généralisée afin de déterminer l'ordre de grandeur du couple de frottement dans un écoulement turbulent (Frêne, 1990):

$$Couple\ turbulent_{th} = 2\pi\, \mu R^3 L\omega \left\{ \left(\frac{1-\chi}{c} + \frac{\chi}{c+h_0} \right) + 0.0012 \left(\frac{(1-\chi) R_c^{0.94}}{c} + \frac{\chi R_{c+h_0}^{0.94}}{c+h_0} \right) \right\} \quad (3.\ 8)$$

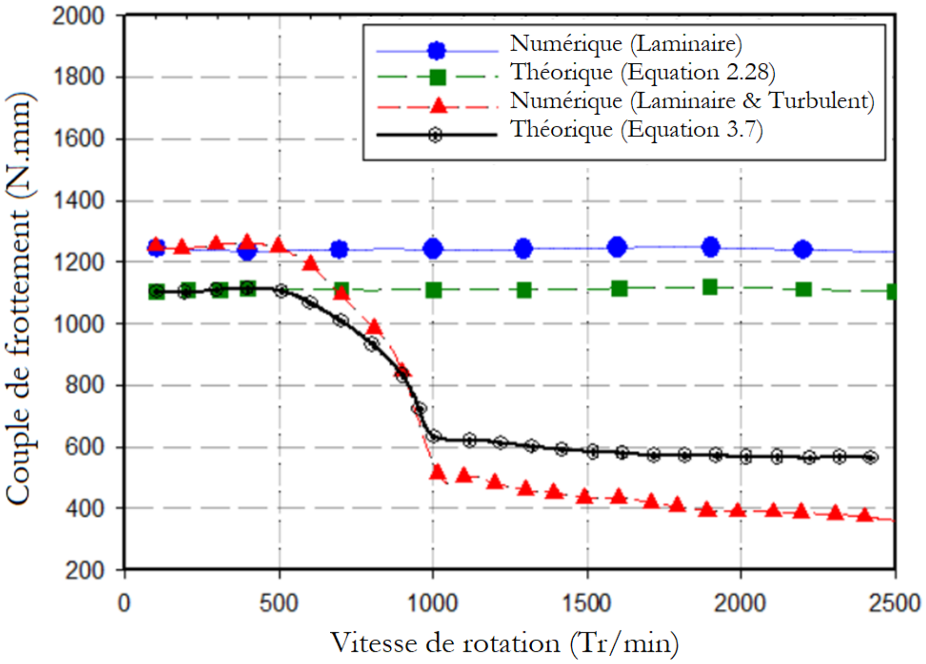

Figure 3.12. Variation du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation pour le joint #2.

Les différences entre les prédictions théoriques et numériques dans un régime turbulent peuvent aussi être expliquées par la contribution de l'écoulement de Poiseuille qui n'est pas prise en compte dans l'équation (3.8). Cependant, l'équation (3.8) peut être un outil utile pour établir une approximation rapide du couple de frottement, afin d'évaluer la chute soudaine générée dans la zone de transition laminaire/turbulente.

3.3. Étude numérique de l'influence des caractéristiques géométriques du joint visqueux

Les caractéristiques géométriques du joint visqueux ont une influence importante sur ses performances d'étanchéité. L'influence du jeu radial, la profondeur des rainures et la densité des rainures ont été étudiées dans cette section.

3.3.1. Influence du jeu radial

Le jeu radial est directement impliqué dans la détermination de la longueur d'étanchéité, du couple de frottement et du coefficient d'étanchéité. Les résultats suivants ont été obtenus avec le silicone 2 pour une pression à étancher de 0.2 MPa, et un jeu radial compris entre 0.15 et 0.3 mm. La géométrie du joint est celle du joint-2 (voir tableau 3.1).

La figure 3.13 montre les variations du coefficient d'étanchéité pour différents jeux radiaux. Même s'il est clairement montré que plus le jeu radial est petit, plus vite l'étanchéité est atteinte, les valeurs du coefficient d'étanchéité sont plus grandes pour des jeux radiaux faibles. En effet, le jeu radial est élevé au carré au dénominateur dans l'expression du coefficient d'étanchéité.

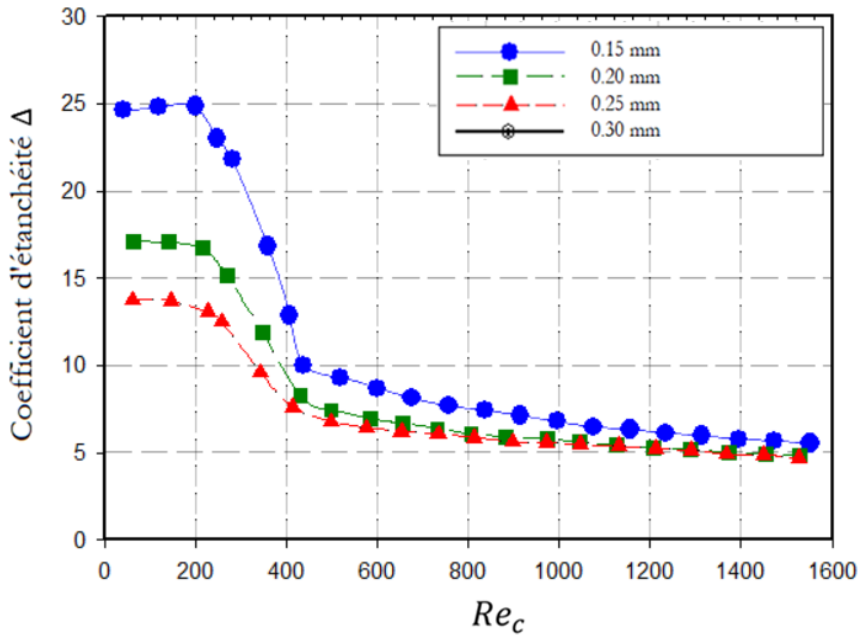

Figure 3.13. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Re_c pour différentes valeurs de jeu radial.

La figure 3.14 présente la variation du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation pour différentes valeurs du jeu radial. Dans un régime laminaire, pour des vitesses de rotation inférieures à 600 tr/min, le couple de frottement varie peu avec la vitesse. Dans la zone de transition, le couple de frottement chute brusquement, ce phénomène est d'autant plus marqué pour un faible jeu radial. Le comportement dans la zone de turbulence est fonction du jeu radial : pour un faible jeu, la variation est faible tandis que pour un jeu radial supérieur à 0.25mm, l'augmentation du couple avec la vitesse est plus significative. Le couple de frottement est principalement régi par l'écoulement de Couette, et donc dépend fortement de la fréquence de rotation ω ainsi que du jeu radial c et de la longueur du joint L.

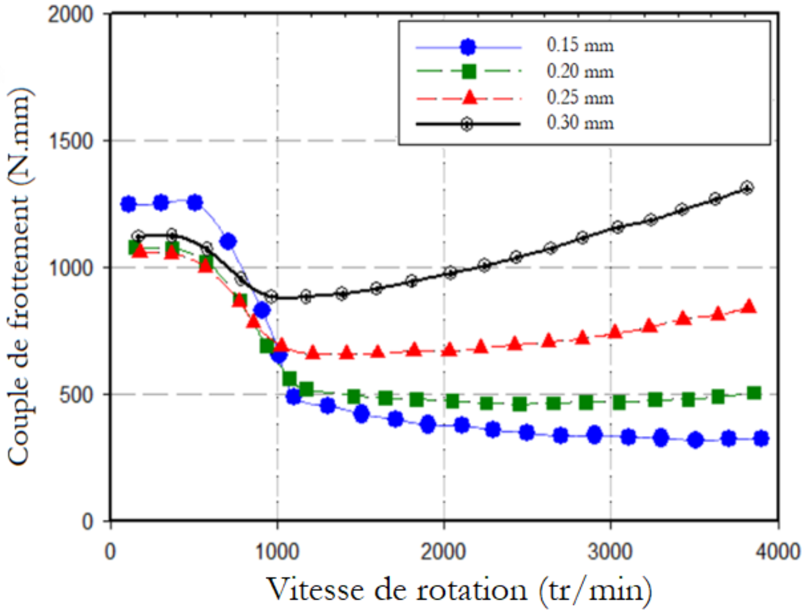

Figure 3.14. Variation du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation pour différentes valeurs de jeu radial.

La figure 3.15 présente les variations du coefficient d'étanchéité en fonction le ratio $\lambda=\frac{c}{h_0}$ (ratio entre le jeu radial et la profondeur de la rainure) pour une vitesse de rotation de 500 tr/min (où le régime est laminaire) et 2 500 tr/min (où le régime est turbulent). Il est montré que plus le jeu est grand, plus il est difficile d'étancher le fluide.

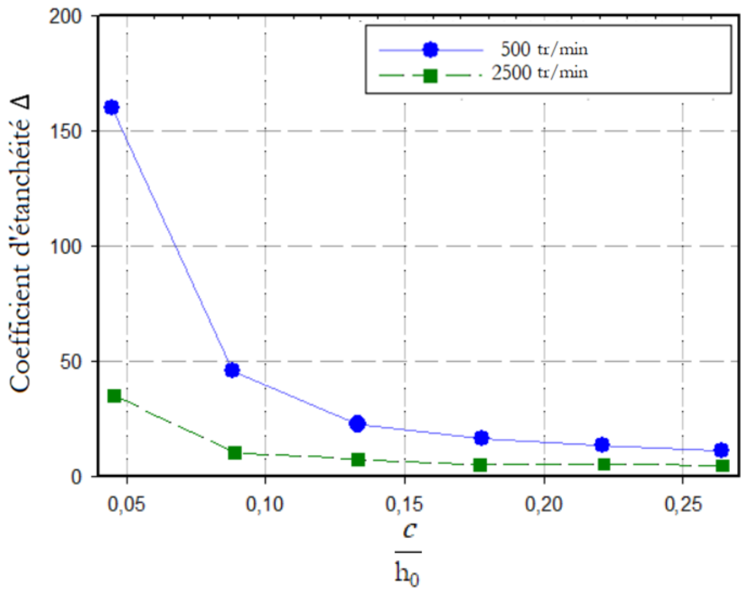

Figure 3.15. Variation du coefficient d'étanchéité Δ en fonction du ratio $\frac{c}{h_0}$ pour des vitesses de rotation de 500 et 2 500 tr/min.

3.3.2. Influence de la profondeur des rainures

Dans cette partie, nous étudions l'influence de la profondeur des rainures sur le coefficient d'étanchéité. Tous les autres paramètres géométriques sont identiques au Joint-2. Le fluide utilisé est le silicone 2 et la pression à étancher est de 0.2 MPa.

La figure 3.16 représente la variation du coefficient d'étanchéité en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeurs de profondeur de rainure.

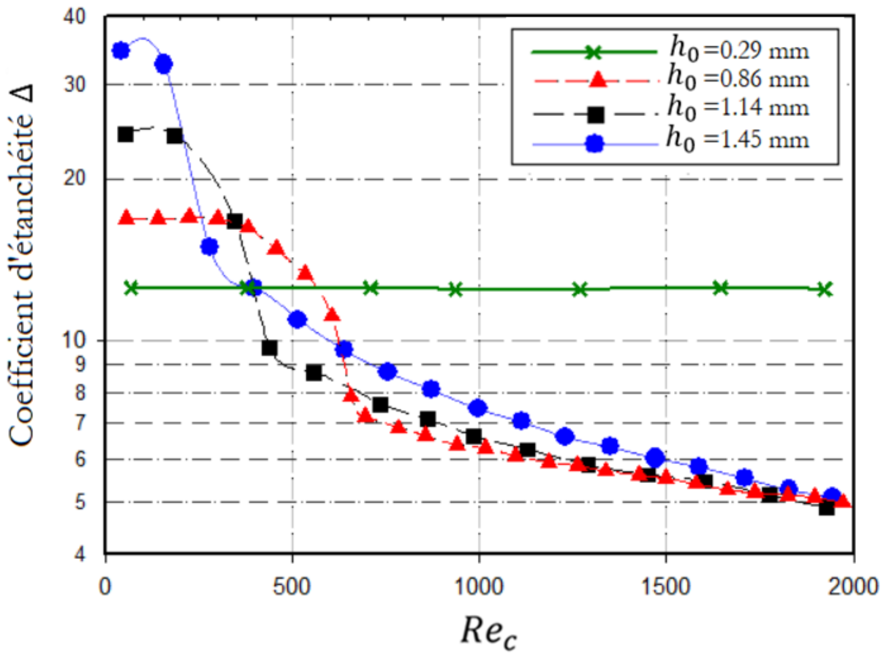

Figure 3.16. Variation du coefficient d'étanchéité en fonction de Re_c pour différentes valeurs de profondeur de rainure h_0.

La figure 3.16 montre que, dans un régime laminaire, la profondeur des rainures est un paramètre qui affecte sensiblement le coefficient d'étanchéité : plus les rainures sont profondes, plus le coefficient d'étanchéité est important. Pour de faibles profondeurs de la rainure ($h_0 \leq 0.29$ mm) l'écoulement reste laminaire et le coefficient d'étanchéité est constant quel que soit le nombre de Reynolds. De plus, les résultats montrent que lorsque l'écoulement atteint la zone turbulente, le coefficient d'étanchéité converge vers la même valeur. Il convient de noter que la région de transition, du régime laminaire au régime turbulent, dépend de la profondeur de la rainure.

3.3.3. Influence de la densité des rainures

Afin d'observer l'influence de la densité des rainures sur les performances du joint, indépendamment du régime d'écoulement, le coefficient d'étanchéité pour différentes densités de rainures est tracé dans la figure 3.17. Il faut noter que $\chi = 0$ correspond à un joint lisse avec un jeu radial égal à c, et $\chi = 1$ correspond à un joint lisse avec un jeu radial égal à (c + h_0). Le coefficient d'étanchéité est représenté pour trois régimes d'écoulement : régime laminaire où Re_c =162, zone de transition où Re_c =404 et régime turbulent où Re_c =890. Figure 3.17 montre que pour tous les régimes d'écoulement, les variations du coefficient d'étanchéité sont similaires avec une distribution symétrique autour de χ = 0.5.

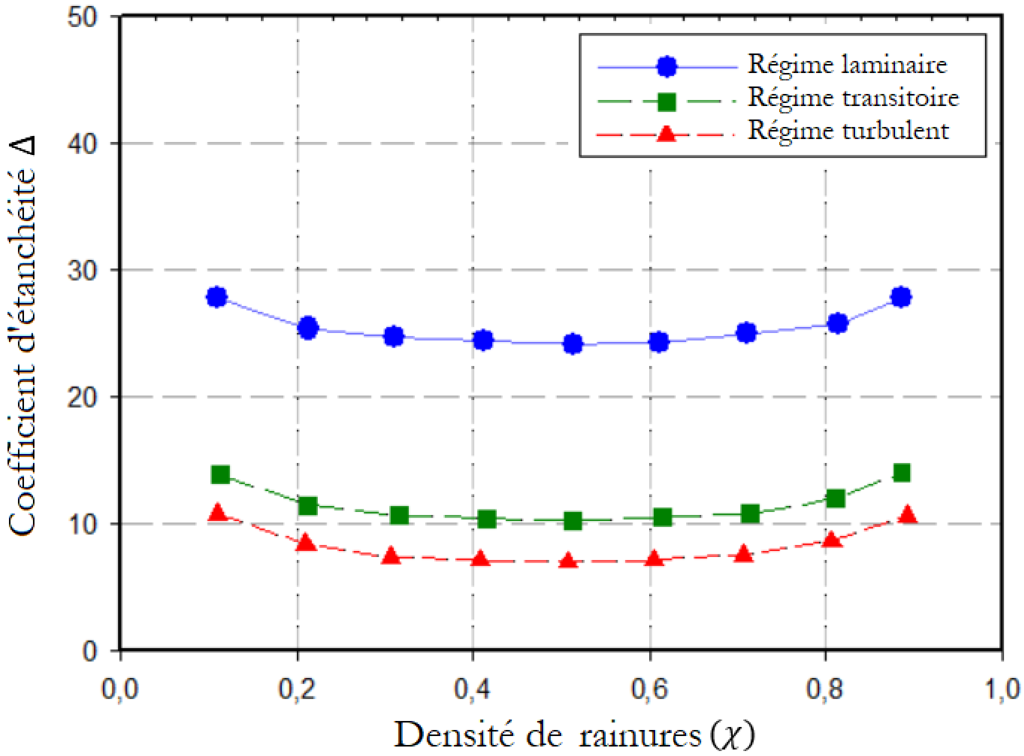

Figure 3.17. Influence de la densité de rainures sur le coefficient d'étanchéité.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté nos résultats numériques. L'objectif était d'étendre la validité de l'équation de Reynolds pour prendre en compte la turbulence et l'effet de l'inertie produits à la discontinuité du film liquide.

Un nombre significatif de simulations numériques furent conduites, en utilisant le code Reynolds+I et le logiciel de simulation CFD (OpenFoam), pour différents nombres de Reynolds. Les résultats ont montré une bonne concordance entre le modèle Re+I et le modèle NS avec une erreur relative ne dépassant pas 10%. Pour un nombre de Reynolds dépassant 40 le modèle Re+I tend à surestimer la perte de charge.

Dans la seconde partie de ce chapitre, le régime de l'écoulement turbulent est pris en compte. Nous avons comparé nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux de (Luttrull, 1970). Même si la concordance n'est pas parfaite, les différences peuvent être expliquées par l'incertitude expérimentale et par le fait de ne pas prendre en compte tous les phénomènes et paramètres physiques (effets thermiques, excentricité de l'arbre, etc.). Cependant, le modèle numérique semble prédire correctement la variation du coefficient d'étanchéité avec le nombre de Reynolds, autant en régime laminaire qu'en régime turbulent.

Nous avons ensuite étudié l'influence de la géométrie du joint sur ses performances d'étanchéité. Des performances différentes ont été observées entre les régimes laminaires et turbulents ; globalement le joint visqueux semble avoir de meilleures performances d'étanchéité en régimes turbulent qu'en régime laminaire.

Chapitre 4

Prédiction de l'interface liquide-gaz dans le joint au moyen d'une approche multiphasique

Les résultats de ce chapitre ont été publiés dans Tribology International:

Jarray M, Souchet D, Fatu A, Henry Y, Sealing performance solution by means of a liquid-gas interface tracking approach: application to viscoseals. Tribology International 2018; 119:329–336.

1. Introduction

Richard Hamming a dit dans son livre, *Numerical Methods for Scientists and Engineers* : "Le but de la modélisation numérique est d'avoir un aperçu, pas des nombres". De même, l'objectif principal de ce chapitre est, en effet, de donner un premier aperçu numérique de l'interface liquide-gaz dans le joint visqueux et tester, par la suite, la pertinence d'une méthode de suivi d'interface pour sa modélisation.

A travers ce chapitre, nous cherchons à simuler numériquement l'interface liquide-air dans le joint visqueux. Nous présentons une approche numérique qui permet de prédire la performance d'étanchéité d'un joint visqueux en suivant l'interface lubrifiant-gaz à l'aide de la méthode VOF (volume of fluid) ; et cela avec un effort de calcul numérique réduit. Les résultats numériques ont été validés par comparaison avec les données expérimentales de Stair et Hale (Stair, 1970). Nous avons considérablement réduit le temps de calcul en employant un schéma pseudo-transitoire et en imposant une condition aux limites périodique basée sur la géométrie du joint visqueux. Par la suite, la capacité du modèle VOF à prédire la longueur d'étanchéité du joint étudié est discutée en détail. Bien que, à la connaissance de l'auteur, cette approche de suivi d'interface a été utilisée pour la première fois pour cette application, elle a montré une grande précision sur l'ensemble des paramètres testés. De plus, les résultats de cette étude soulignent la nécessité, pour les chercheurs focalisant sur la modélisation numérique, de considérer l'importance d'une bonne capture de l'interface lubrifiant-gaz, afin d'éviter sa diffusion, ce qui peut conduire à une prédiction imprécise de la longueur d'étanchéité.

Ce chapitre est divisé en trois parties; dans la première partie, nous commençons par une description de l'approche numérique où le domaine étudié est présenté en détail. Nous fournissons ensuite une brève description théorique de la modélisation avec les hypothèses physiques adoptées. Enfin, dans la dernière section, nous résumons nos principaux résultats et conclusions.

2. Méthodologie numérique

En général, les écoulements multiphasiques présentent une grande diversité de régimes, selon le débit, les propriétés physiques des fluides considérés et la géométrie du domaine d'écoulement. On trouve souvent des classements en diagramme de ces types d'écoulement en fonction des vitesses superficielles. A titre d'exemple la figure 4.1 illustre un diagramme pour un écoulement eau/air en conduite horizontale de 7,9 cm, avec U_{gs} la vitesse superficielle du gaz et U_{ls} la vitesse superficielle du liquide.

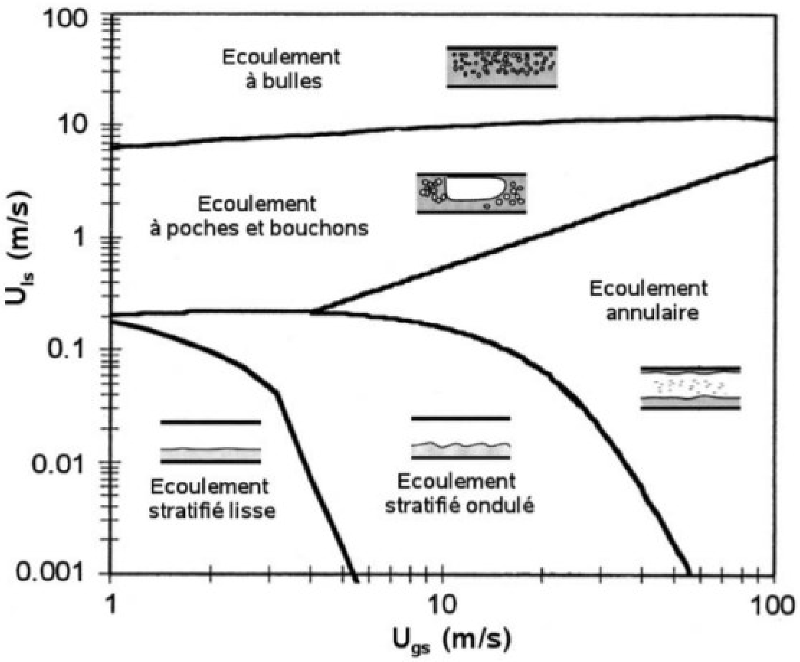

Figure 4.1. Diagramme pour un écoulement eau/air dans une conduite horizontale de 7,9 cm (Badie, 2000).

Bien que pratique pour identifier rapidement le type de l'écoulement, ce genre de représentation a le défaut de n'être valable que pour une géométrie (inclinaison, géométrie de l'écoulement, dimensions de la section), des propriétés fluidiques et une pression uniques. Ce bref aperçu permet de se rendre compte de la complexité des écoulements multiphasiques liquide-gaz.

Pour la modélisation multiphasique, l'approche utilisée consiste généralement à résoudre séparément les équations de bilan de masse et de quantité de mouvement pour chacune des phases et introduire ensuite l'équation de fraction de volume. La méthode la plus couramment utilisée est basée sur le modèle dit VOF (Volume of fluide).

Le modèle du volume de fluide (VOF) est une approche numérique utilisée pour suivre l'évolution des interfaces entre deux ou plusieurs fluides non miscibles. Ainsi la méthode VOF peut être considérée comme une méthode potentiellement prometteuse qui peut reproduire le fluide dans le joint visqueux et prédire sa longueur d'étanchéité. La méthode est basée sur une fonction caractéristique α, une fonction d'étape multidimensionnelle qui prend la valeur 1 dans la phase primaire et 0 dans la phase secondaire. Plus d'informations sur la méthode VOF peuvent être trouvées dans l'ouvrage original de Hirts et Nichols (Hirts, 1981).

Le principal défi numérique lorsqu'il s'agit de discrétisation de l'équation de la fraction volumique est de garder l'épaisseur de l'interface liquide-gaz constante afin de conserver sa forme et sa netteté. Ainsi, compte tenu du grand rapport rayon/jeu dans la géométrie joint visqueux, la netteté de l'interface liquide-gaz est cruciale pour obtenir des résultats précis. Afin de surmonter les problèmes de diffusivité de l'interface et de conserver une interface liquide-gaz fine, différentes méthodes ont été proposées pour la modélisation des fluides multiphasiques non miscibles : les méthodes dites géométriques, où les cellules inter-faciales du maillage sont reconstruites, telles que PLIC (Piecewise Linear Interface Construction) (Young, 1982), et les méthodes de compression, basées sur une approche "donneur-accepteur" (Ramshaw, 1976). Dans les méthodes de compression, l'équation aux dérivées partielles du transport de la fraction volumique est discrétisée à l'aide de schémas de différenciation algébrique, tels que Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Meshes (CICSAM) (Ubbink, 1999), High Resolution Interface Capturing (HRIC) (Muzaferija, 1997) et maximisation du gradient borné (bounded gradient maximization, BGM) (Walters, 2009). A titre d'exemple la figure 4.2 présente une Comparaison entre les schémas HRIC et BGM réalisée par Walter *et al.* (Walters, 2009) pour la simulation d'une interface entre deux fluides. Une condition de fraction de volume α a été appliquée à l'entrée (à gauche, x=0) avec α=0 dans la région y<0.5 et α=1 pour y>0.5. Les deux schémas numériques sont capables de préserver la discontinuité de l'interface avec un degré élevé de précision, bien qu'un certain niveau de diffusion soit apparent dans les résultats avec le schéma HRIC. La méthode BGM a montré une diffusion plus faible de l'interface multiphasique.

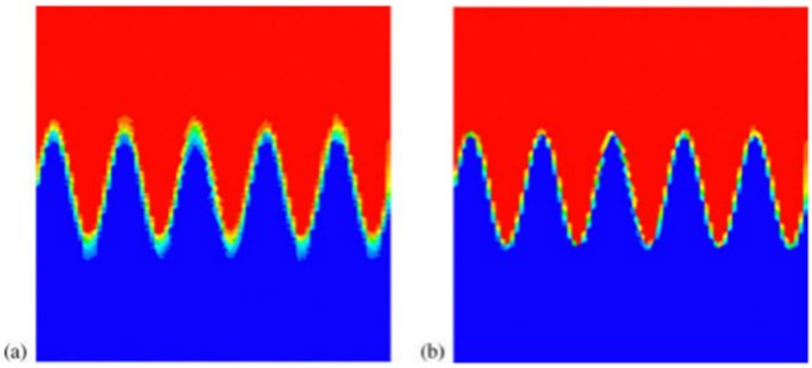

Figure 4.2. Contours de la fraction de volume pour une interface sinusoïdale (a) HRIC (b) BGM (Walters, 2009).

Les méthodes géométriques reproduisent très précisément le transport de l'interface, mais la reconstruction tridimensionnelle de l'interface nécessite des ressources de calcul très importantes (Waclawczyk, 2008). Malgré une exigence plus faible en puissance de calcul et l'applicabilité plus large des méthodes VOF compressives, les méthodes de reconstruction géométrique telles que les méthodes PLIC sont, dans la littérature actuelle, couramment préférées aux méthodes de compression, en raison de leur plus grande précision. Cependant, des travaux récents de Park *et al.* (Park, 2009) et Denner *et al.* (Denner, 2014) ont montré que les méthodes VOF compressives sont capables de modéliser des interfaces fines et évolutives avec la même précision que les méthodes PLIC. Les différents schémas de différenciation de l'équation des fractions de volume et leurs définitions sont bien résumés dans les travaux de Lopez et Quinta-Ferreira (Lopez, 2009). Dans ce travail, les méthodes de compression seront utilisées. Par ailleurs, la capacité du model VOF à reproduire l'interface liquide-gaz en utilisant différentes méthodes de reconstruction d'interface sera illustrée.

2.1. Domaine de calcul

Le domaine de calcul du film mince est compris entre deux cylindres concentriques où le rotor est muni de rainures hélicoïdales. Des joints d'étanchéité de 6 et 12 rainures ont été testés. Le tableau 4.1 résume la géométrie des joints testés.

Tableau 4.1. Caractéristiques géométriques des joints visqueux testés (Stair, 1970).

n	c (mm)	D (mm)	β(°)	h_0(mm)	γ
12/6	0.1524	101.35	14.5	1.143	0.5

Afin de réduire le temps et l'effort de calcul numérique, nous avons incorporé des conditions aux limites périodiques dans notre modèle. Considérant la périodicité géométrique du joint, et en se basant sur les résultats de Ludwig *et al.* (Ludwig, 1965), où le profil de pression montrait des comportements périodiques autour de la circonférence axiale du joint visqueux, nous avons modélisé une paire de rainure-crête de la géométrie du joint comme notre domaine de calcul. La mise en œuvre des conditions limites périodiques réduit le temps de calcul proportionnellement au nombre de rainures du joint d'étanchéité. Le domaine de calcul du joint visqueux est illustré dans la figure 4.3.

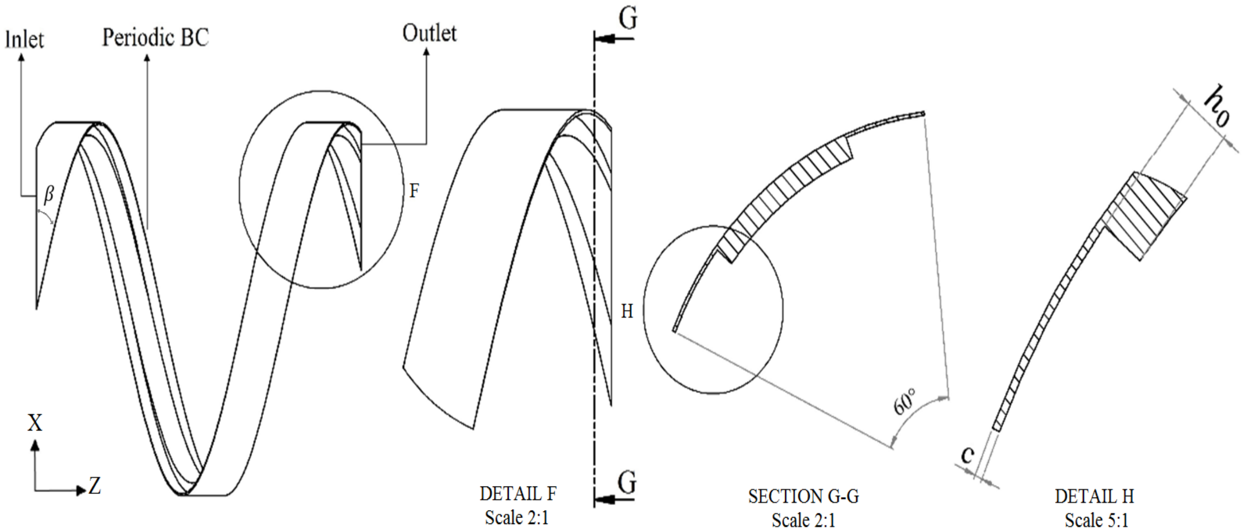

Figure 4.3. Le domaine de calcul numérique du joint visqueux.

2.2. Le maillage

La précision d'une solution numérique dépend de la qualité du maillage. La première étape consiste à définir une taille de maillage qui lie temps de calcul raisonnable et précision des résultats. Une attention particulière est donnée aux extrema du domaine pour assurer la correspondance au niveau de la périodicité. Dans notre étude, un maillage structuré avec des éléments hexaédriques est utilisé.

Pour s'assurer de la précision des résultats numériques, une analyse de l'indépendance du maillage est effectuée avant chaque simulation. Chaque maillage est traité avec les mêmes conditions aux limites. L'indépendance du maillage est atteinte lorsqu'aucune autre modification significative de la longueur d'étanchéité n'a été constatée pour un maillage ayant des cellules plus fines. A titre d'exemple, la figure 4.4 montre la longueur d'étanchéité adimensionnelle pour différentes mailles du joint de 12 rainures. On peut constater que les maillages 5 et 6 ont presque le même profil graphique et la même longueur d'étanchéité, avec une différence relative qui ne dépasse pas 1% (figure 4.5). L'indépendance du maillage est atteinte, et le maillage 5 a été retenu pour étudier le joint visqueux composé de 12 rainures. Une vue rapprochée d'un exemple de configuration de maillage est fournie à titre d'illustration dans la figure 4.6.

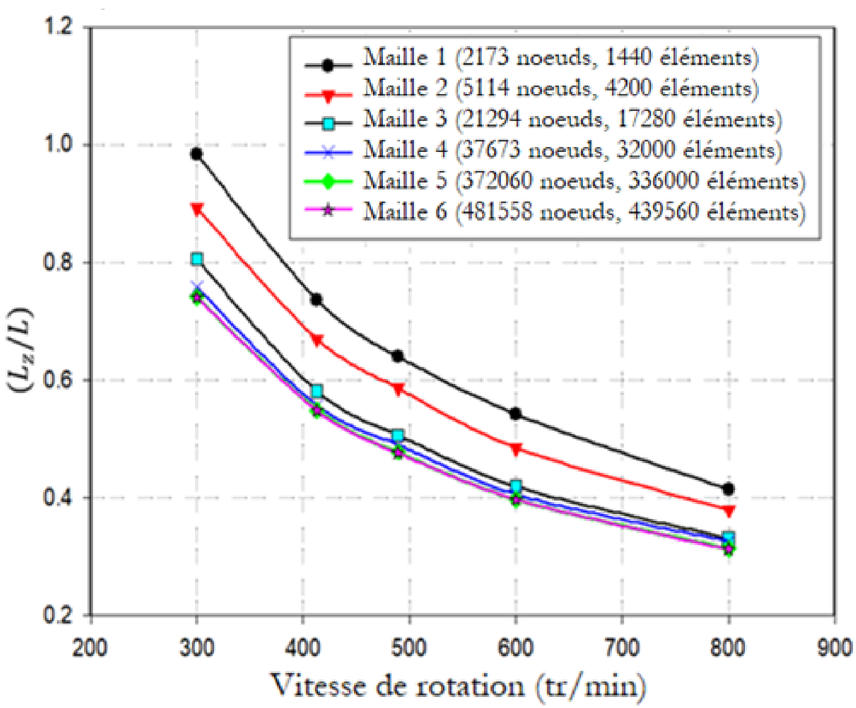

Figure 4.4. Effets du raffinement du maillage sur la prédiction de la longueur d'étanchéité ; longueur d'étanchéité en fonction de la vitesse de rotation.

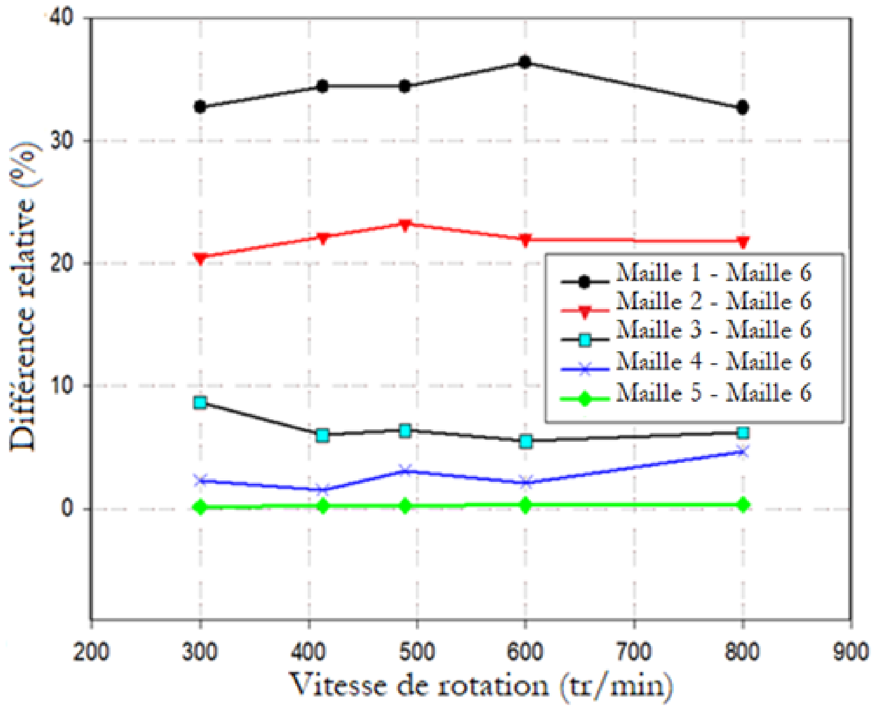

Figure 4.5. Différence relative de la longueur d'étanchéité, entre les différents maillages et le maillage numéro 6, en fonction de la vitesse de rotation.

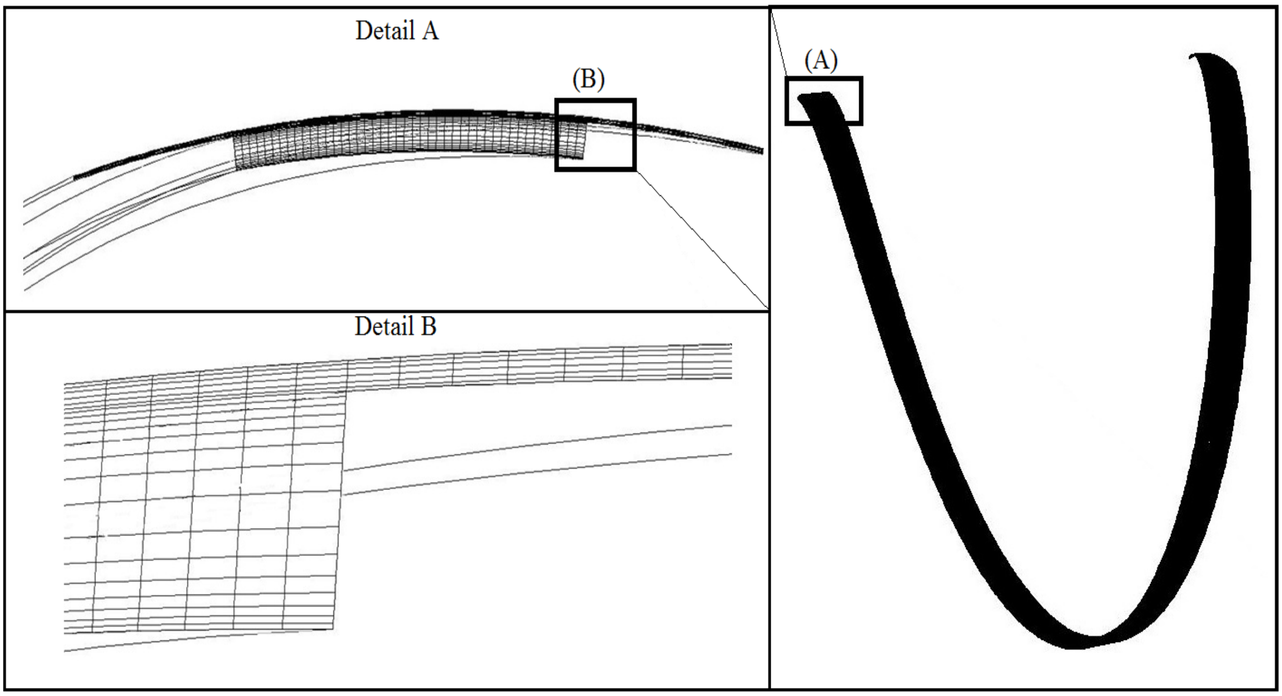

Figure 4.6. Vue rapprochée du maillage numérique.

2.3. Équations théoriques

Afin de fournir un contexte plus complet pour notre approche numérique, nous allons présenter brièvement les travaux théoriques qui la décrivent. Le modèle numérique implique la résolution des équations de Navier-Stokes, basées sur la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, ainsi que l'équation de la fraction de volume. Le code ANSYS Fluent 18 a été utilisé pour résoudre les équations régissant le fluide.

Dans le cadre du présent travail, les hypothèses suivantes sont adoptées:

- Le lubrifiant est incompressible et non miscible avec la phase gazeuse,
- L'accélération gravitationnelle est négligée,
- Le fluide est considéré isotherme.

En considérant des fluides newtoniens, les équations de continuité et de la quantité de mouvement peuvent être écrites respectivement comme suit:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho \vec{u}) = 0 \tag{4.1}$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{u})}{\partial t} + \rho(\vec{u}\nabla)\vec{u} = -\nabla \mathrm{p} + \mu \nabla^2 \vec{u} + \vec{F_s} \tag{4.2}$$

où, p est la pression, ρ est la densité, $\vec{u}$ est le vecteur vitesse, t est le temps et $\vec{F_s}$ le terme de tension superficielle.

L'idée de base de la méthode VOF est de localiser et faire évoluer la distribution de, disons, la phase liquide en attribuant à chaque cellule du maillage de calcul un scalaire α qui spécifie la fraction du volume de la cellule occupée par le liquide. Ainsi, α prend la valeur 0 ($\alpha = 0$) dans les cellules remplies uniquement par le gaz, la valeur 1 ($\alpha = 1$) dans les cellules complètement remplies par le lubrifiant, et une valeur comprise entre 0 et 1 ($0 < \alpha < 1$) dans les cellules de l'interface lubrifiant-gaz, situées entre les deux fluides. Pour simuler l'évolution de l'interface lubrifiant-gaz, on utilise l'équation de fraction volumique, donnée par (4.3).

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla(\vec{u}\alpha) = 0. \tag{4.3}$$

L'interface entre les deux fluides peut être déterminée en impliquant la conservation de la masse de la phase liquide dans le mélange. La densité, la viscosité et l'énergie totale dans chaque volume de contrôle sont calculées sur la base des valeurs de fraction volumique du liquide et du gaz, et pourraient être données comme suit

$$\mu = \alpha\mu_{liq} + (1 - \alpha)\mu_{gaz} \tag{4.4}$$

$$\rho = \alpha\rho_{liq} + (1 - \alpha)\rho_{gaz} \tag{4.5}$$

où les indices *liq* et *gaz* représentent respectivement la phase liquide et la phase gazeuse.

La tension superficielle, dans l'interface lubrifiant-gaz, décrite dans l'équation de la quantité de mouvement comme une force volumétrique $\vec{F_s}$, peut être écrite comme suit (Brackbill, 1992):

$$\vec{F_s} = \sigma \frac{\rho\kappa\nabla\alpha}{0.5(\rho_{liq} + \rho_{gaz})} \tag{4.6}$$

où σ est le coefficient de tension superficielle et κ est la courbure de l'interface lubrifiant-gaz (Brackbill, 1992).

La discrétisation spatiale de l'advection de l'interface lubrifiant-gaz est essentielle pour préserver une interface nette. Ainsi, la résolution de l'équation (4.3) et la reconstruction de l'interface liquide-gaz sont effectuées, d'abord en utilisant un schéma donneur-accepteur (Donor-Acceptor Scheme, DAS). Ensuite, un schéma de reconstruction compressive de second ordre, basé sur le limiteur de flux (slope limiter), est appliqué. Il utilise les valeurs de fraction de phase précédentes et reconstruit l'interface avec un limiteur de flux, en évitant une fraction de phase supérieure à 1 ou inférieure à 0. La méthode d'interpolation peut être définie avec la valeur faciale de la fraction de phase comme suit (ANSYS, 2013):

$$\alpha_f = \alpha_d + \xi\nabla\alpha_d \tag{4.7}$$

où α_f est la valeur faciale de la fraction volumique, α_d est la valeur de la fraction de phase de la cellule donneuse et ξ est le limiteur de flux.

2.4. Traitement de la turbulence

Pour le traitement de la turbulence, les approches statistiques basées sur l'utilisation de la méthode de moyenne de Reynolds sont les plus largement utilisées. L'idée de cette méthode fut proposée par Osborne Reynolds il y a plus d'un siècle (Reynolds, 1894). La technique consiste à supposer que l'écoulement a deux échelles distinctes. La première est associée aux valeurs moyennes de l'écoulement et la seconde aux fluctuations des grandeurs de l'écoulement. Nous décomposons donc les variables en une valeur moyenne et une valeur fluctuante pour à la fin aboutir à des équations de Navier-Stokes moyennées. Cela implique l'apparition de nouveaux termes non linéaires reliant les fluctuations aux champs moyens ou les fluctuations entre elles.

La décomposition de Reynolds sépare les termes de la vitesse et de la pression en une moyenne temporelle et une composante fluctuante:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, p_i = \bar{p}_i + p'_i \tag{4.8}$$

avec u_i $(i=1,2,3)$ les composants de la vitesse.

où

$$\bar{u}_i = \frac{1}{T}\int_0^T u(x_i, t)dt \tag{4.9}$$

L'opérateur de Reynolds peut être considéré comme l'opérateur d'intégration, nous pouvons donc l'appliquer comme suit:

$$\bar{\bar{f}} = \bar{f} \text{ et donc } \overline{f'} = 0 \text{ et } \frac{\overline{\partial f}}{\partial x} = \frac{d\bar{f}}{\partial x} \tag{4.10}$$

où f désigne un scalaire tel que la pression ou un vecteur tel que la vitesse.

En remplaçant $u_i = \bar{u}_i + u'_i, p_i = \bar{p}_i + p'_i$ dans les équations (4.1) et (4.2), on obtient, pour un écoulement incompressible :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{u}_i + u'_i) = 0 \tag{4.11}$$

$$\frac{\overline{\rho\partial(\bar{u}_i + u'_i)}}{\partial t} + \frac{\overline{\rho\partial(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_i + u'_i)}}{\partial x_j} = \overline{F_{si}} - \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\frac{\overline{\partial\bar{u}_i + u'_i}}{\partial x_j}\right) \tag{4.12}$$

On obtient après manipulation l'équation moyennée (ou équation de Navier-Stokes moyennée par Reynolds (Reynolds Averaged Navier-Stokes, RANS) :

$$\rho\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial t} + \rho\frac{\partial\overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = \overline{F_{si}} - \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i}\right) - \overline{u'_i u'_j}\right) \tag{4.13}$$

Le terme $\overline{u_i' u_j'}$ est appelé terme de tension turbulente (ou tenseur de contrainte de Reynolds). Il traduit l'effet de la turbulence sur l'évolution du mouvement moyen et rend les systèmes d'équations ouverts. Il existe plusieurs stratégies pour la fermeture et la résolution de ces équations en utilisant des modèles de comportement de la turbulence (Speziale, 1987). Le modèle classique est celui proposé par Launder et al. (Launder, 1975) qui ont écrit un modèle à deux équations pour le transport d'énergie cinétique turbulente et la dissipation de l'énergie turbulente à partir duquel les contraintes de Reynolds pourraient être déduites. L'approche de décomposition de Reynolds est généralement adoptée pour les calculs d'ingénierie pratiques et utilise des modèles tels que k-ε et ses variantes et le k-ω que nous avons utilisé dans ce travail. La spécificité de chaque modèle de turbulence est donnée en annexe B.

2.5. Conditions aux limites, acquisition de données expérimentales, et discrétisation.

Dans toutes nos simulations numériques, les propriétés des fluides et les conditions aux limites ont été établies pour reproduire les conditions expérimentales de Stair *et al.* (Stair, 1970). Stair a mené ses expérimentations avec du silicone et de l'eau distillée. Un manomètre à mercure relié à des prises de pression le long de la cellule d'essai permettait d'estimer la longueur d'étanchéité. Dans le travail de Stair *et al.* (Stair, 1970), la performance des joints visqueux est caractérisée par le coefficient d'étanchéité Δ.

Sur la base des résultats expérimentaux montrant le coefficient d'étanchéité en fonction du nombre de Reynolds, nous avons extrait la longueur d'étanchéité, pour la comparer à nos résultats numériques.

Les conditions aux limites suivantes sont établies :

- Une pression fixe est appliquée à l'entrée et à la sortie, un côté est maintenu à la pression atmosphérique (sortie) et l'autre côté à la pression d'essai.
- Des conditions aux limites périodiques sont définies sur les bords du domaine.
- Une condition aux limites sans glissement est appliquée aux surfaces et une vitesse de rotation constante est appliquée à la surface extérieure.
- Les facteurs de relaxation pour la pression, et la fraction de volume sont fixés à 0,5.

En considérant que les solutions transitoires vont converger vers des valeurs d'état stationnaire lorsque l'interface liquide-gaz devient stable par rapport aux itérations, nous avons utilisé un algorithme couplé pression-vitesse, utilisant un schéma de sous-relaxation pseudo-transitoire (Mallinson, 1973). Avec cette approche, le problème est intégré dans le temps, en contrôlant la sous-relaxation par une pseudo-étape temporelle, jusqu'à l'obtention d'une solution à l'état d'équilibre. Cette méthode a considérablement réduit le temps de calcul en diminuant le nombre d'itérations requises sans augmenter le temps et l'effort de calcul nécessaires par itération.

3. Résultats et discussion

Une série de calculs a été effectuée en utilisant l'approche numérique décrite dans la section précédente. Dans chaque cas, la distribution de pression et la position de l'interface lubrifiant-gaz sont déterminées et évaluées en termes de convergence et de temps de calcul. Comme nous l'avons déjà noté tout au long de ce chapitre, si notre approche numérique et ses résultats doivent être utiles à la recherche ou à l'industrie, ils doivent d'abord être validés par comparaison avec les données relatives aux expériences correspondantes. Pour ce faire, les résultats expérimentaux sont extraits des travaux précités de Stair *et al.* (Stair, 1970).

Les essais sont effectués avec deux joints, l'un avec 6 rainures et l'autre avec 12 rainures. La pression d'étanchéité est réglée à 0,1 bar, et les vitesses de rotation de l'arbre varient de 200 à 2000 tr/min, où le régime est laminaire avec un Re_c inférieur à 100. Le Silicone, utilisé comme fluide d'essai, a une viscosité dynamique μ = 0,0094 Pa.s, un coefficient de tension superficielle égal à 0,02 N/m, et une densité ρ =940 Kg.m^{-3} .

Dans un premier temps, les résultats sont présentés avec la configuration du joint avec 12 rainures. L'une des principales préoccupations de cette étude réside dans la simulation d'une interface lubrifiant-gaz afin d'estimer avec précision la longueur d'étanchéité.

Ainsi, avant de procéder à la comparaison entre nos résultats numériques et les données expérimentales, il est utile de montrer d'abord, à titre d'illustration, la prédiction de l'interface fluide-gaz pour différentes méthodes de reconstruction d'interface VOF. Nous illustrons dans la figure 4.7, la capacité de quatre méthodes différentes de reconstruction pour prédire l'interface lubrifiant-gaz dans le domaine du fluide étanché. La méthode de reconstruction d'interface affecte sensiblement la zone de transition entre le lubrifiant et le gaz. La méthode « compressive » a donné les meilleurs résultats avec une interface nette, la méthode de maximisation du gradient borné (bounded gradient maximization, BGM) (Walters, 2009) et le modèle PLIC ont également donné des résultats satisfaisants. Cependant, le schéma HRIC ne parvient pas à maintenir une interface lubrifiant-gaz nette. Par la suite, la méthode de reconstruction « compressive » est utilisée.

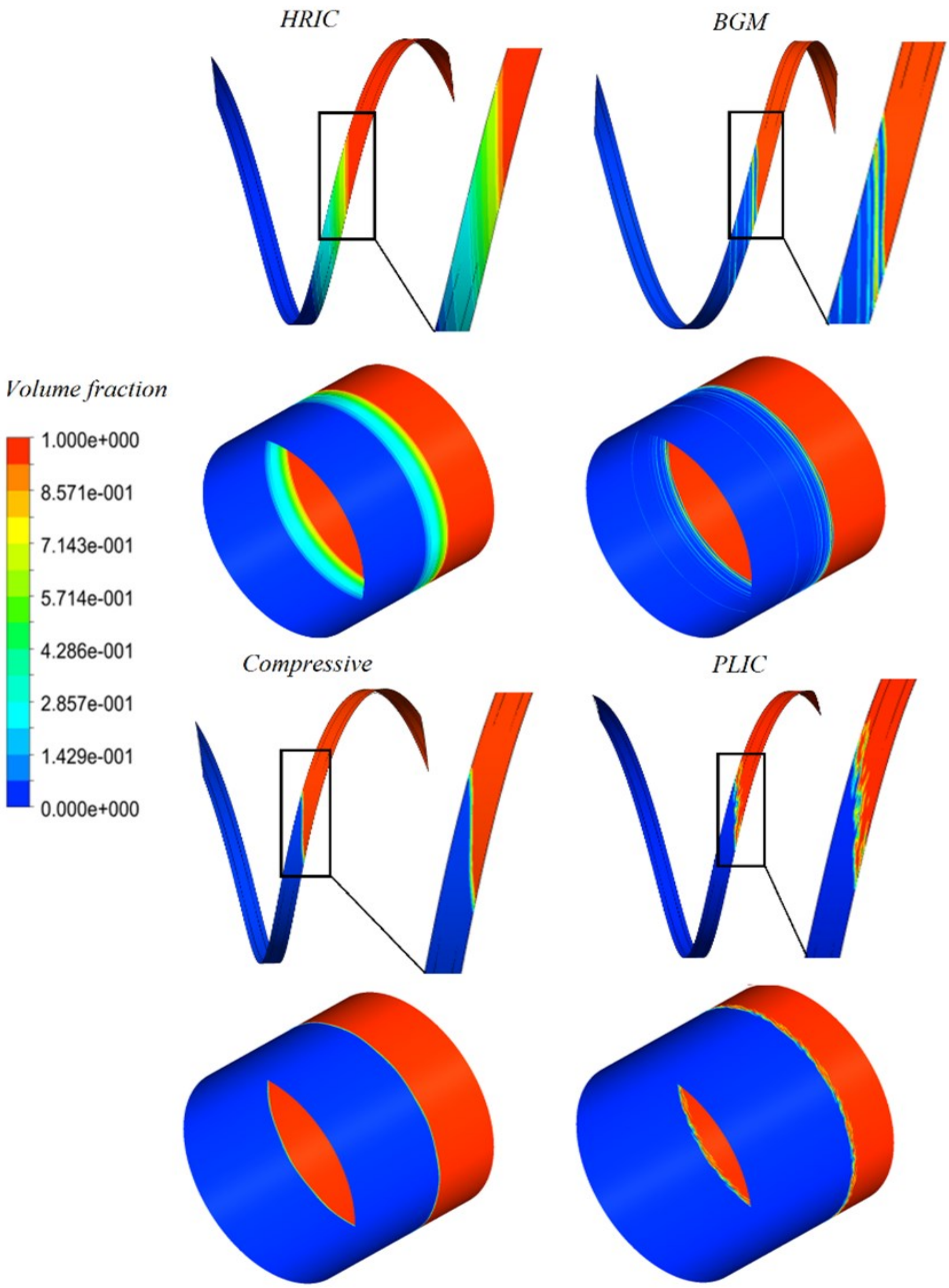

Figure 4.7. Capture de l'interface liquide-gaz pour quatre schémas de reconstruction d'interface.

Il convient de noter que, pour le schéma « compressive », chaque cas a nécessité 6 heures de calculs effectués en parallèle sur 8 processeurs de 3,6 GHz et 32 Go de mémoire vive. Cependant, pour la reconstruction géométrique, schéma PLIC, un calcul entièrement transitoire est effectué nécessitant une semaine de calcul. Sans considérer la condition de périodicité, le calcul purement transitoire ne prendrait pas moins de deux mois.

3.1. Régime laminaire

Afin de nous assurer que notre approche basée sur la VOF peut être utilisée d'une manière significative et fiable, il est d'une importance primordiale que nous comprenions parfaitement dans quelle mesure le modèle numérique peut être utilisé pour prédire, avec précision, les comportements des systèmes du monde réel. Pour ce faire, nous avons comparé nos résultats numériques aux résultats expérimentaux pour différents nombres de Reynolds compris entre 200 et 900.

La figure 4.8 montre la longueur d'étanchéité adimensionnelle en fonction du nombre de Reynolds pour les joints visqueux testés. Le nombre de Reynolds ici est basé sur le diamètre hydraulique de l'entrée du joint.

$$Re_{Dh} = \frac{\rho u D_h}{\mu} \tag{4.14}$$

où ρ est la densité du fluide, μ la viscosité dynamique, u la vitesse relative entre les surfaces et D_h, le diamètre hydraulique à l'entrée

$$D_h = 2\frac{I.c + I_g.h_0}{(I + h_0)} \tag{4.15}$$

où $I = \frac{\pi D}{n}$ est la longueur caractéristique. Il est pertinent de noter que la valeur de Reynolds Re_c dans (Stair, 1970) est basée sur le jeu du joint, où

$$Re_c = \frac{u\rho c}{\mu} \tag{4.16}$$

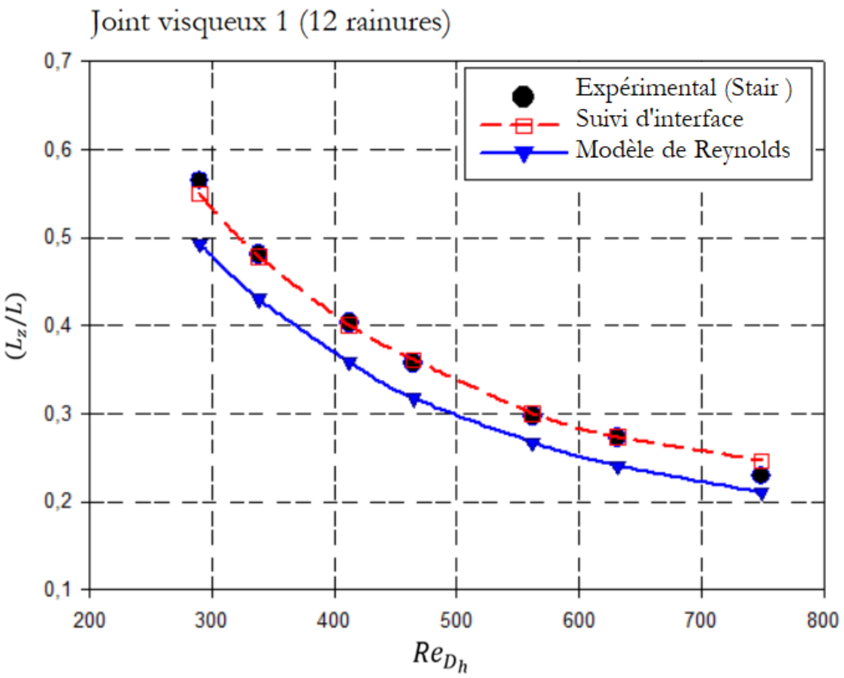

Figure 4.8. Longueur d'étanchéité sans dimension pour différents nombres de Reynolds pour le joint visqueux à 12 rainures

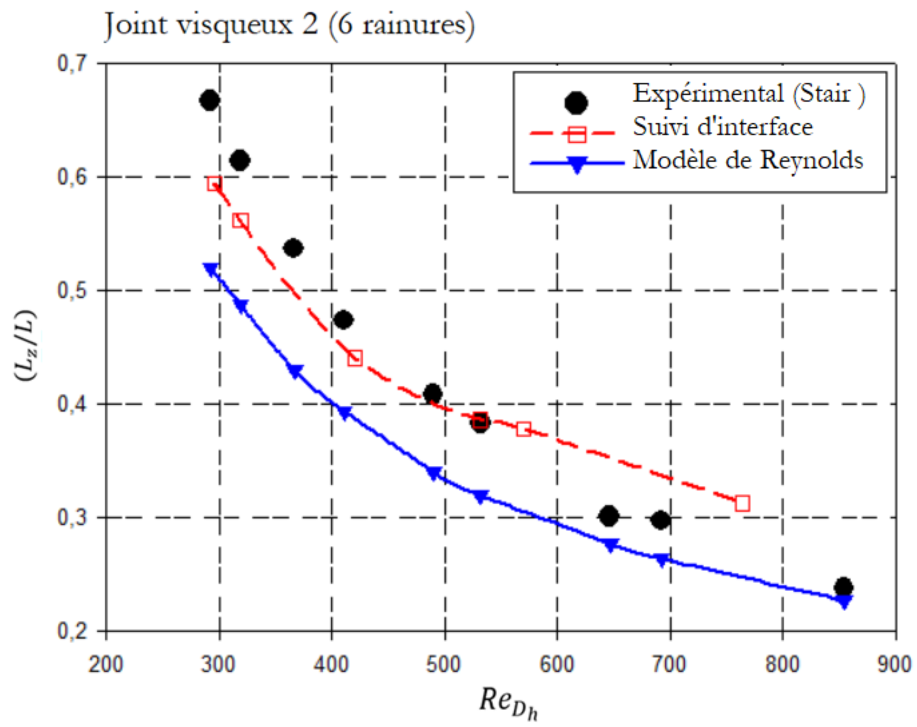

Figure 4.9. Longueur d'étanchéité sans dimension pour différents nombres de Reynolds pour le joint visqueux à 6 rainures.

La longueur d'étanchéité adimensionnelle L_z/L, est définie par le rapport entre la position de l'interface lubrifiant-gaz L_z, et la longueur du joint L. Comme le montre la figure 4.8, une bonne corrélation entre les résultats numériques et expérimentaux est observée pour tous les paramètres que nous avons explorés. Le modèle VOF convient pour la prédiction numérique des performances d'étanchéité des joints visqueux pour des régimes laminaires. On peut également observer que l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une diminution de la longueur d'étanchéité conformément aux expérimentations. Ceci s'explique facilement par l'augmentation de la vitesse de rotation lors de l'augmentation du nombre de Reynolds.

Bien que le modèle de Reynolds ne soit pas l'objet principal de ce chapitre, le comparer avec les données expérimentales et avec nos résultats numériques est important, en raison de l'importance considérable d'un tel modèle dans la modélisation théorique des problèmes d'étanchéité en général. Les figures 4.8 et 4.9 montrent que le modèle de Reynolds prédit une tendance en accord avec les données expérimentales bien que la longueur d'étanchéité soit sous-estimée. Une bonne concordance est également obtenue avec le modèle de suivi d'interface surtout dans le cas du joint visqueux avec 12 rainures.

A titre d'illustration, la figure 4.10 montre la répartition de la pression et la fraction volumique aux surfaces rainurées et non rainurées du joint visqueux à 12 rainures.

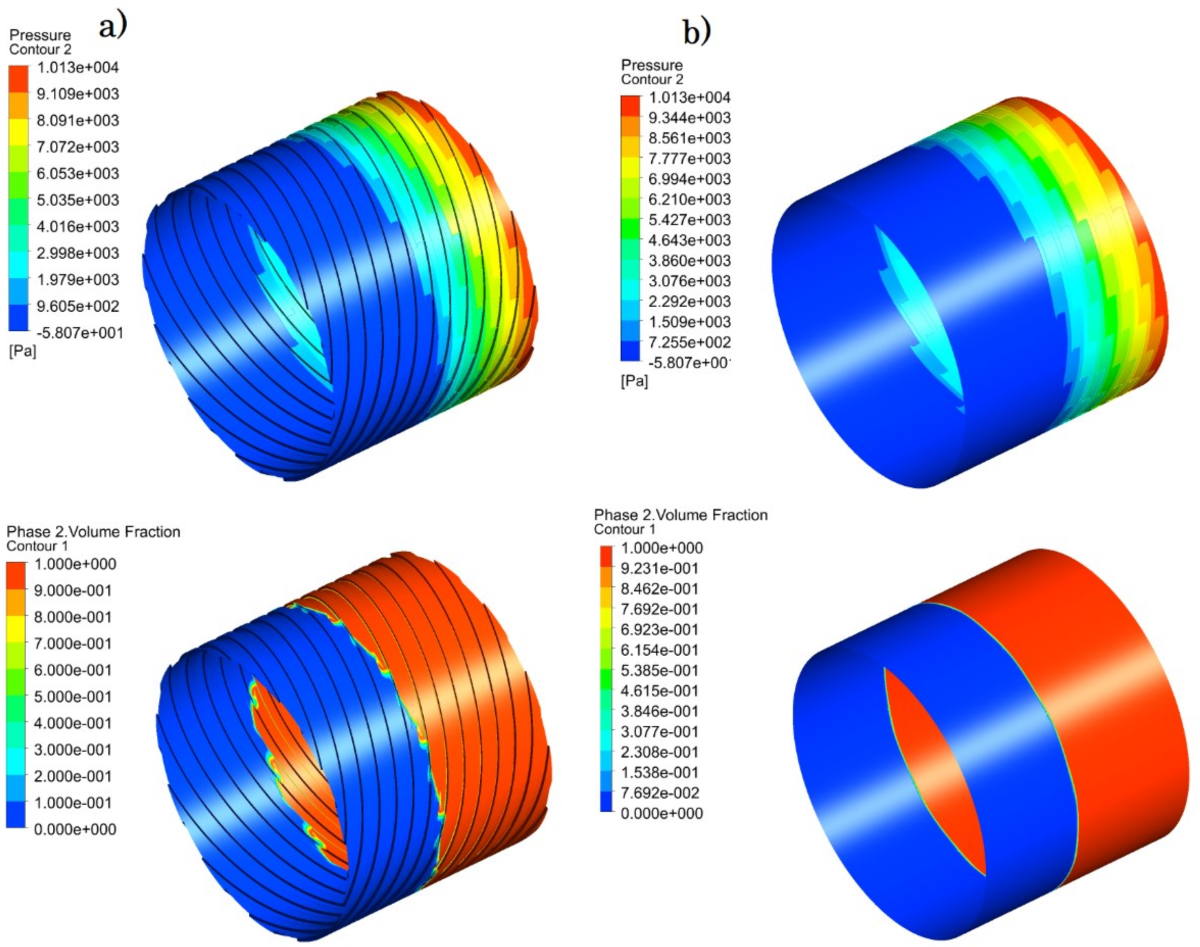

Figure 4.10. Répartition de la pression et la fraction de volume dans le joint visqueux ayant 12 rainures : (a) dans la surface rainurée du joint visqueux ; (b) dans la surface non rainurée du joint visqueux.

Les figures 4.11 et 4.12 présentent le facteur de frottement (Childs, 1990) en fonction du nombre de Reynolds. C’est un facteur adimensionnel qui caractérise la perte de charge le long du joint. Ici, le facteur de frottement est pris en compte sur la base du diamètre hydraulique défini dans l'équation 4.17.

$$f = -\frac{dp}{dz}\frac{D_h}{2\rho u^2} \tag{4.17}$$

Une bonne concordance entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux est obtenue avec une erreur relative maximale de 8% pour l'approche de suivi d'interface et de 30% pour le modèle de Reynolds. Il convient de noter que l'erreur relative est le rapport de la différence absolue entre les valeurs expérimentales et les valeurs numériques par la valeur obtenue expérimentalement pour le même nombre de Reynolds (équation 4.18).

$$e_r(\%) = \frac{|f_{exp}(x) - f_{num}(x)|}{|f_{exp}(x)|} 100 \tag{4.18}$$

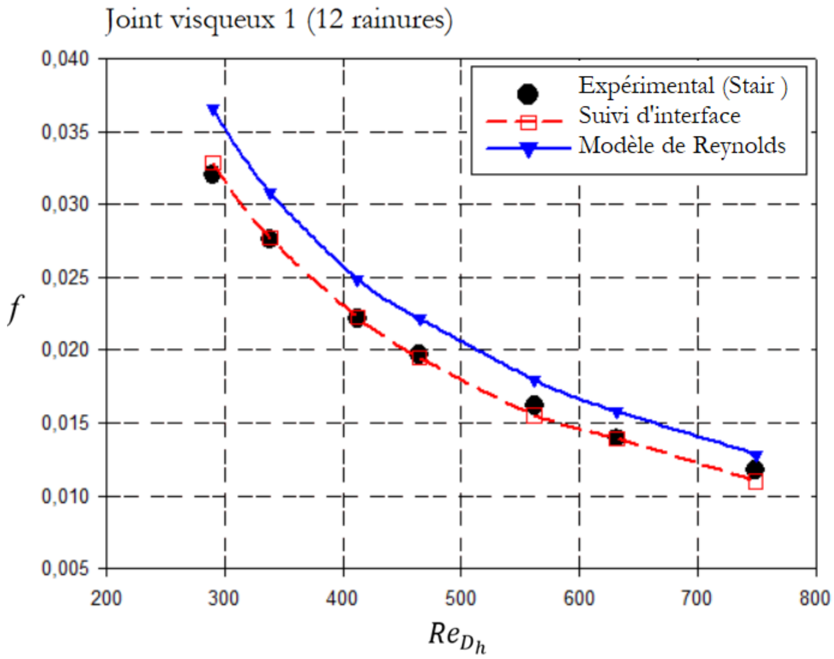

Figure 4.11. Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds, joint visqueux avec 12 rainures.

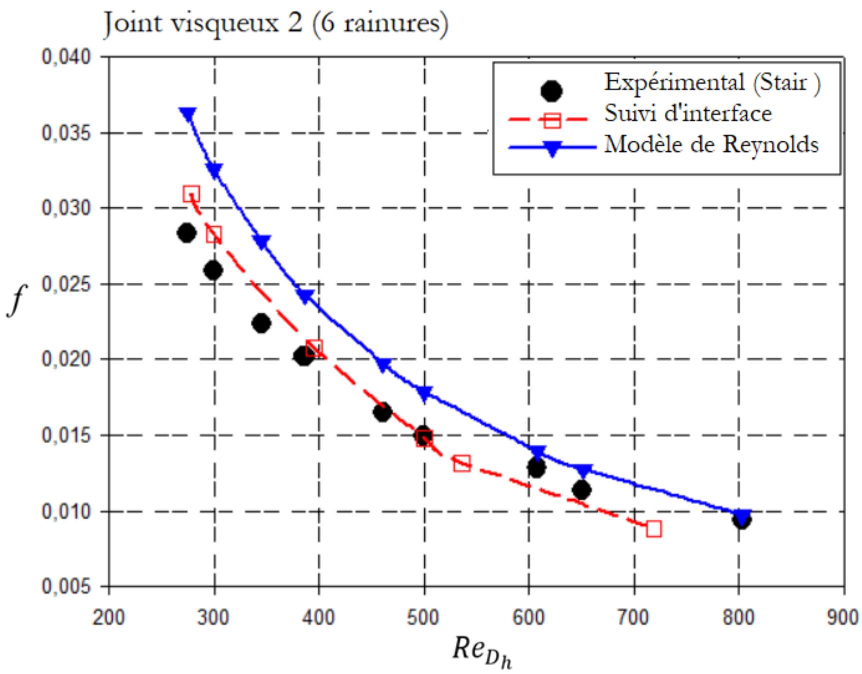

Figure 4.12. Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds, joint visqueux avec 6 rainures.

Bien que la différence entre le modèle de Reynolds et les résultats expérimentaux puisse être attribuée à des incertitudes expérimentales, cette différence correspond aux résultats numériques antérieurs de Dobrica et Fillon (Dobrica, 2005 ; Dobrica, 2009) qui visaient à évaluer la validité du modèle de Reynolds et les effets d'inertie dans les surfaces texturées. En fait, sur la base des résultats de Dobrica et Fillon (Dobrica, 2009), considérant que λ=11.6 pour le premier joint visqueux et λ=23.2 pour le second, les effets d'inertie ne peuvent être négligés pour la gamme des nombres de Reynolds testés dans notre étude. Par conséquent, la différence entre les résultats expérimentaux et le modèle de Reynolds pourrait s'expliquer par la non prise en compte de l'effet d'inertie dans le modèle de Reynolds. Il convient de noter que le nombre de Reynolds dans (Dobrica, 2009) est basé sur le jeu. Néanmoins, dans l'ensemble, ces résultats soulèvent une question intéressante : que se passerait-il si nous utilisions un modèle qui utilise une approche basée sur le suivi d'interface et le modèle de Reynolds ? Dans cette situation, on peut s'attendre à des temps de calcul plus faibles et à une meilleure précision.

3.2. Régime turbulent

Pour un liquide tel que le silicone avec une viscosité dynamique de 0.01 Pa.s, l'écoulement dans le joint est laminaire. Avec un fluide moins visqueux, comme de l'eau, et une vitesse plus élevée, l'écoulement devient turbulent.

Les figures 4.13 et 4.14 présentent une comparaison des longueurs d'étanchéité obtenues expérimentalement avec le modèle de Reynolds, et le modèle VOF en utilisant deux différents modèles de turbulence : le K-ε Realisable et le K-ω. Les résultats expérimentaux et numériques montrent une concordance acceptable néanmoins, les deux modèles de turbulence, le K-ε et le K-ω, tendent à surestimer la longueur d'étanchéité. Une très bonne concordance peut être observée dans la figure 4.14 entre le modèle de Reynolds et les résultats expérimentaux.
Il est également à noter que la diminution de la longueur d'étanchéité devient moins importante à mesure que nous augmentons le nombre de Reynolds. Ceci suggère que la dépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds devient moins prononcée à mesure que nous le diminuons.

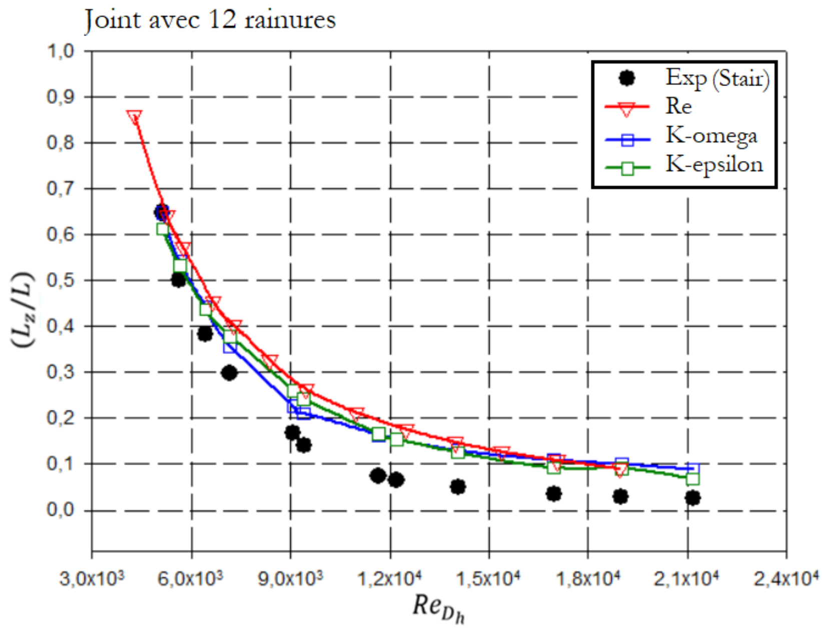

Figure 4.13. Variation de la longueur d'étanchéité en fonction du nombre de Reynolds pour le joint visqueux à 12 rainures.

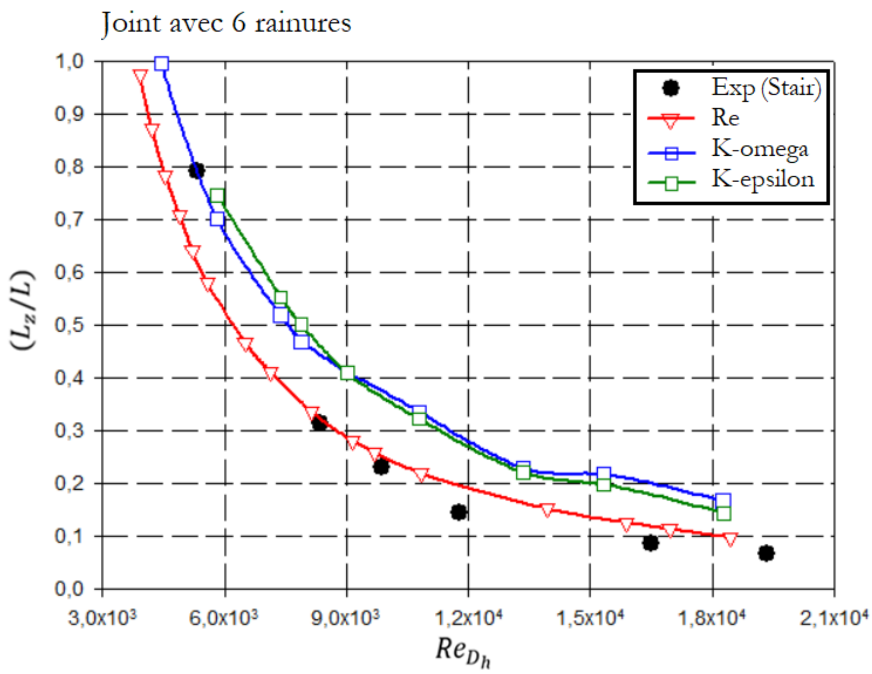

Figure 4.14. Variation de la longueur d'étanchéité en fonction du nombre de Reynolds pour le joint visqueux à 6 rainures.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la possibilité de prédire la performance des joints visqueux en suivant l'interface liquide-gaz à l'aide d'une méthode de modélisation multiphasique, dans un domaine de calcul tridimensionnel complet.

Nous avons fourni un premier aperçu sur la manière selon laquelle le schéma de reconstruction d'interface peut affecter la prédiction de la performance d'étanchéité dans les joints visqueux, montrant qu'il s'agit d'un paramètre important pour prédire avec précision la longueur d'étanchéité. Les résultats ont montré que la méthode de reconstruction de l'interface du second ordre compressive donne les meilleurs résultats globaux en simulant une interface liquide-gaz fine.

Nos résultats numériques ont montré une très bonne concordance aux données expérimentales, ce qui suggère que l'approche de suivi d'interface, basée sur la méthode VOF, est capable de prédire la performance des joints visqueux avec une bonne précision. De plus, et compte tenu de son faible effort de calcul numérique par rapport au modèle 3D, le modèle de Reynolds a montré également une bonne concordance avec les données expérimentales.

Enfin, et c'est peut-être le plus important, ces résultats pourraient constituer le premier pas vers la formation d'un cadre théorique et d'outils numériques, basés sur l'approche VOF, capables de prédire les performances d'étanchéité des dispositifs d'étanchéité.

Nous espérons que l'approche numérique adoptée dans cette étude pourra ouvrir des pistes de recherche pour les futures études numériques sur la performance du joint visqueux. Nous espérons également qu'avec des recherches plus poussées, les résultats présentés ici pourront être étendus à d'autres dispositifs d'étanchéité, tels que les joints labyrinthes, et pourront être utilisés pour traiter d'autres problèmes de films minces impliquant des études d'interface liquide-gaz.

Chapitre 5

Etude expérimentale

"Antaeus était la personne vivante la plus forte, invincible tant qu'il était en contact avec sa mère, la terre. À partir du moment où il a perdu le contact avec la terre, il s'est affaibli et a été vaincu. Les théories de la physique sont pareilles. Elles doivent toucher le sol pour garder leur force."
- Maurice Goldhaber, How the Universe Works, de Robert P. Crease et Charles C. Mann, 1984.

1. Introduction

L'objectif principal du travail présenté dans ce chapitre est la conception et la réalisation d'un dispositif expérimental capable de tester les performances de joints visqueux.

Le dispositif d'essai a été conçu pour deux configurations de test : une avec cellule transparente, pour la visualisation de la longueur d'étanchéité, et une seconde configuration avec une cellule en bronze, instrumentée. L'instrumentation du banc permet de mesurer le couple de frottement, la température, et la pression suivant la direction axiale. Les résultats expérimentaux sont comparés avec des résultats obtenus à partir du modèle numérique et un modèle CFD en 3D.

2. Dispositif expérimental

Le banc d'essai (figure 5.1) a été conçu et réalisé spécifiquement pour ces travaux. Des subventions européennes du CPER/FEDER ont permis de financer ce projet à hauteur de 41 K€. Ce dispositif d'essai permet de tester les joints visqueux sur une large plage de fonctionnement en termes de température, pression et vitesse de rotation. Les principaux éléments qui composent le banc sont :

- Une centrale hydraulique,
- Une armoire électrique de puissance
- Une armoire électrique de commande et d'acquisition
- Une cellule d'essai
- Un poste de contrôle commande

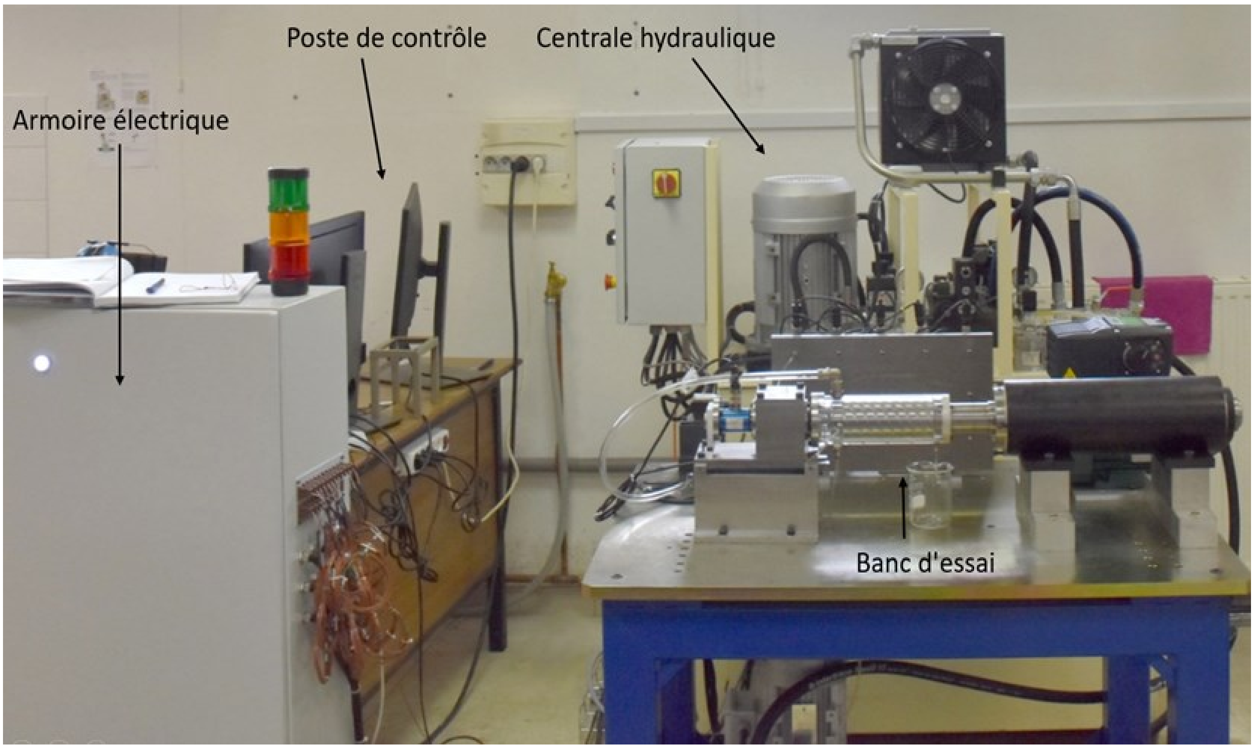

Figure 5.1. Dispositif expérimental.

Le tableau 5.1 résume les capacités du banc d'essai expérimental.

Tableau 5.1. Capacités du banc d'essai.

Vitesse de rotation	500 – 4000 tr/min
Pression	0 - 2 MPa
Température	30-80 °C
Débit	0-16 l/min

2.1. Caractéristiques mécaniques

Le joint visqueux est monté sur une broche de précision qui est animée en rotation via une électrobroche. Le rapport de réduction de deux, obtenu par la transmission par courroie crantée, garantit un couple suffisant pour maintenir une régulation de vitesse. La motorisation permet d'atteindre une vitesse de 12 000 tr/min sur le joint visqueux mais la broche de précision limite le fonctionnement à 4 000 tr/min. Un variateur commandé via le poste de contrôle permet une régulation de la vitesse de rotation à ± 30 tr/min. Le battement axial de l'arbre est inférieur à 5 µm.

La conception initiale de la cellule comprenait des rainures dans l'alésage avec un arbre tournant lisse. Cette synoptique a l'avantage de relever les gradients de pression de part et d'autre d'une rainure. Cette pièce s'est révélée impossible à usiner. En cause, la trop faible vitesse de coupe liée à la synchronisation du mouvement d'avance et la position angulaire. Pour pallier ce problème, les rainures ont été usinées sur le rotor avec une cellule lisse.

La cellule est alimentée en huile minérale ISO VG 46 dépourvue d'additif. La variation de la viscosité de l'huile ISO VG 46 avec la température est présentée en figure 5.2.

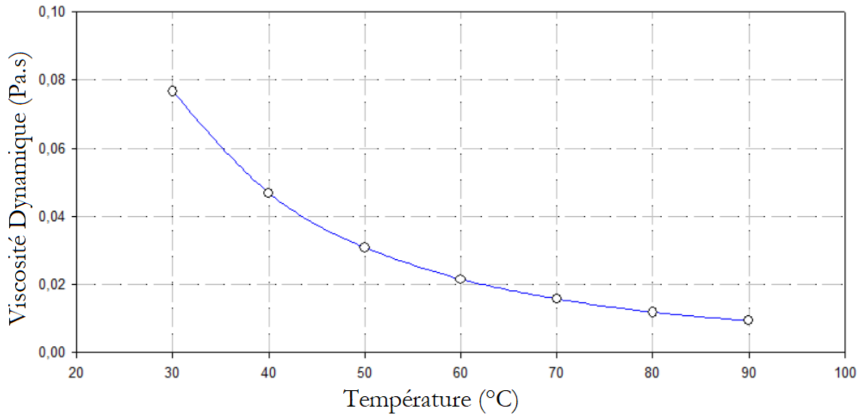

Figure 5.2. Viscosité de l'huile ISO VG 46 en fonction de la température.

Une centrale hydraulique alimente l'extrémité du joint visqueux à température et pression contrôlées. Une chambre à volume réduit alimente l'entrée du joint. Cette géométrie permet d'assurer le remplissage en huile et limite les effets de turbulence en bout d'arbre (Figure 5.3). La pression dans la chambre est contrôlée par la régulation du débit et la perte de charge réglable au niveau du refoulement. Cette boucle hydraulique fermée permet le maintien de la chambre en température d'essai.

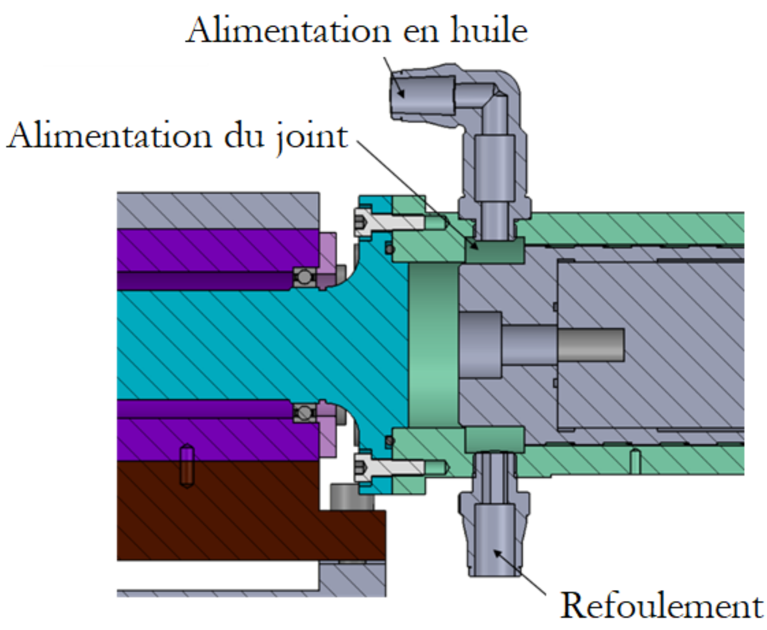

Figure 5.3. Alimentation du joint visqueux

La figure 5.4 présente une vue d'ensemble de la cellule d'essai. La cellule d'essai est montée en porte à faux sur un boitier de roulement. Un couplemètre statique monté dans le prolongement de la cellule reprend ce degré de liberté. Le couple de frottement lié au cisaillement du fluide est mesuré par le couplemètre. Le système de commande LabView intègre une fonction qui initialise la mesure du couple à 0 N.m. Avant chaque démarrage du banc, le couple est initialisé. L'essai est considéré concluant si le couple résiduel à la fin de l'essai (lorsque le banc est à l'arrêt) est inférieur à 10^{-2} N.m.

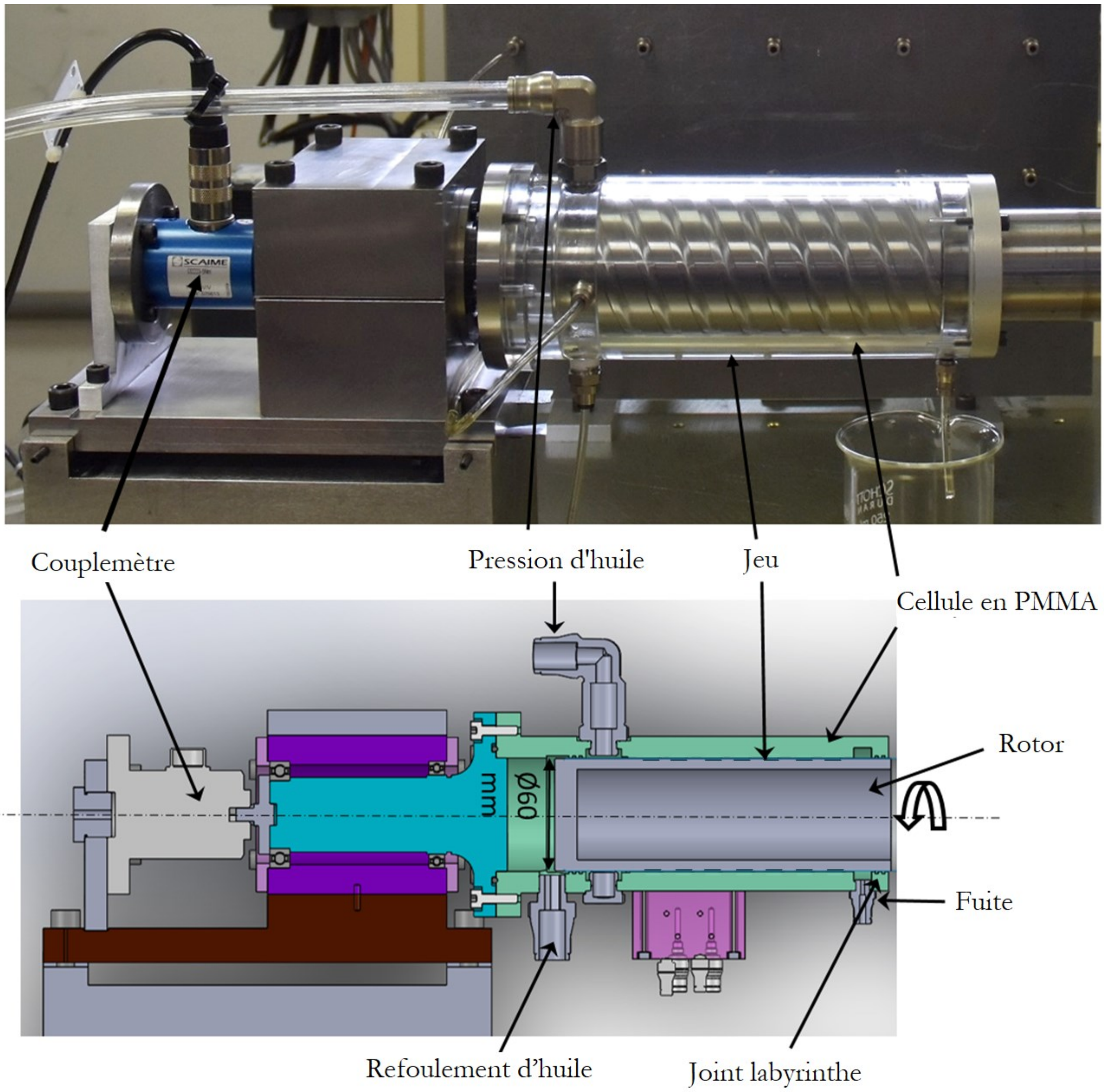

Figure 5.4. Banc expérimental, cellule transparente.

Les campagnes d'essais ont été menées avec deux cellules : une en polymère thermoplastique PMMA transparente (figure 5.4) destinée à visualiser le film lubrifiant et mesurer la longueur d'étanchéité, et une en Bronze instrumentée (figure 5.5) pour relever la pression et la température suivant la direction axiale. Les incertitudes d'usinage ont fait qu'il y a des dispersions géométriques entre les deux cellules. La cellule en PMMA a un diamètre intérieur mesuré égal à 60,738 mm et la cellule en bronze a un diamètre intérieur de 60,598 mm.

A l'extrémité du joint, côté pression atmosphérique, un joint labyrinthe permettent de collecter une éventuelle fuite. Le joint labyrinthe présente l'avantage d'être sans contact et ainsi n'induit pas de perturbation sur la mesure du couple de frottement.

Compte tenu du faible jeu radial entre le rotor et le stator, la concentricité de ces deux éléments conditionne le bon fonctionnement du système. Ainsi, lors du montage du joint, une attention particulière est apportée à ce réglage, permettant de garantir une concentricité inférieure à 15 µm. Le réglage s'effectue par des vis micrométriques et des cales de clinquants.

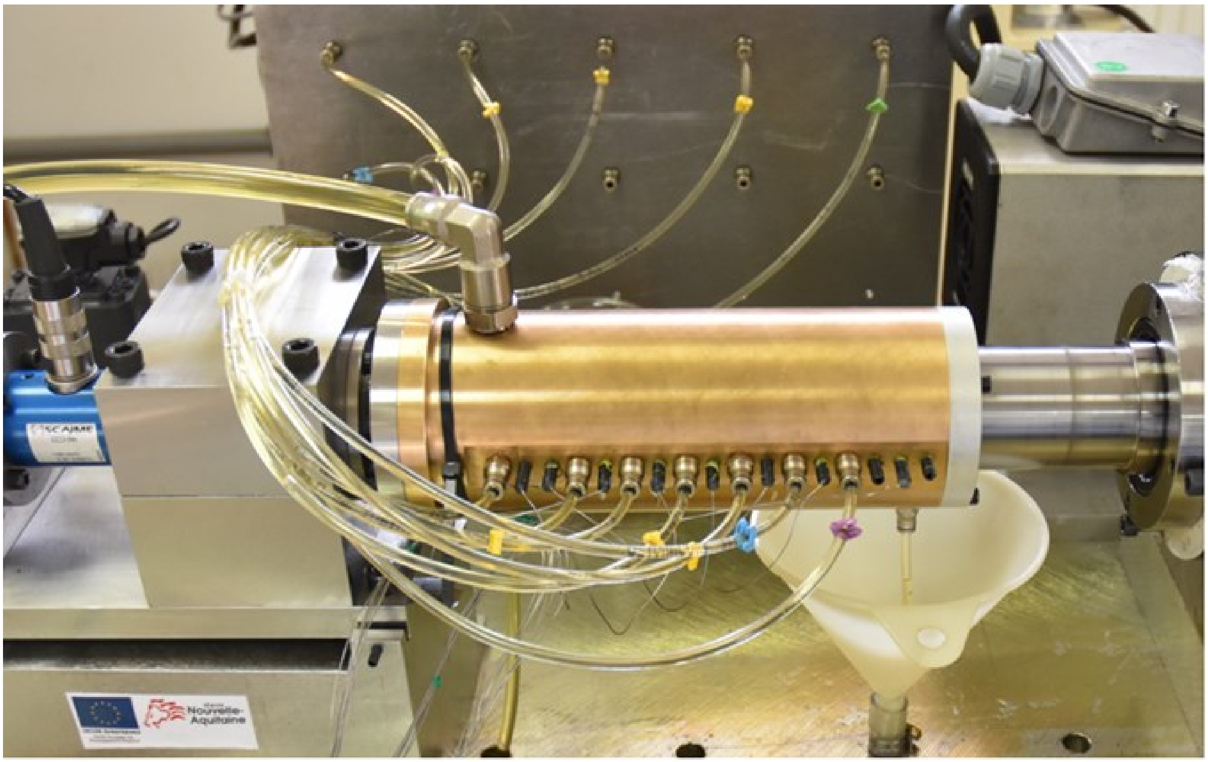

Figure 5.5. Banc expérimental équipé de la cellule en bronze.

Les caractéristiques géométriques du joint visqueux utilisé dans cet essai sont présentées dans la figure 5.6 et le tableau 5.2. Ces caractéristiques ont été choisies sur une base de dimensionnement alliant facilité d'usinage et bonne performance d'étanchéité qui permet l'observation de la longueur d'étanchéité.

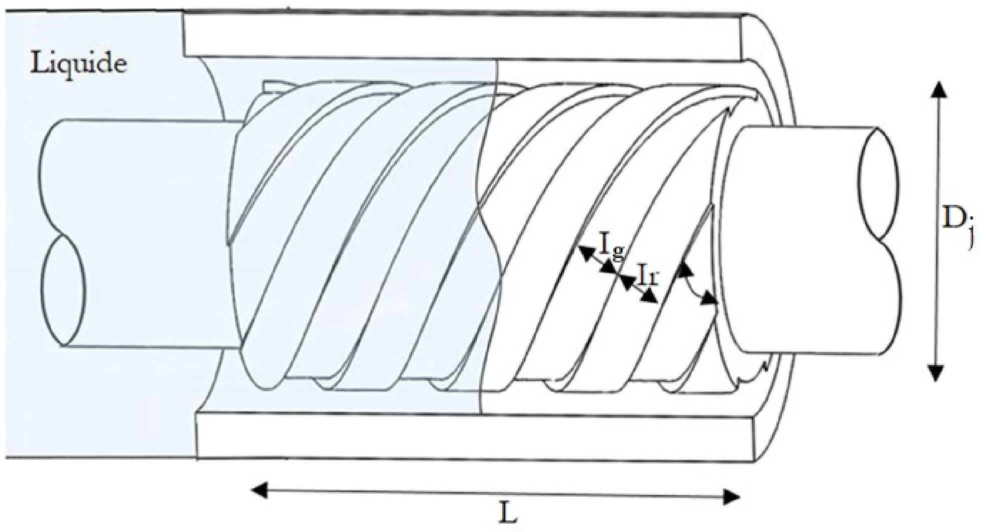

Figure 5.6. Vue illustrative du joint visqueux.

Tableau 5.2. Caractéristiques géométriques du joint visqueux

n	*D (mm)*	*β(°)*	*h_0(mm)*	*L (mm)*	*χ*	*I_g(mm)*	*I_r(mm)*
4	60	20	0.6	150	0.5	8.06	8.06

où n est le nombre de rainures, D le diamètre, β l'angle d'hélice, h_0 la profondeur de la rainure, L la longueur du joint et χ la densité des rainures, $\chi = I_g/(I_g+I_r)$, *avec* I_g la largeur de la rainure et I_r la largeur de la crête normalement à la rainure.

2.1. Instrumentation de la cellule

Le banc d'essai permet de mesurer la pression, la température de l'huile, le débit et le couple de frottement. Une commande de l'interface LabView permet d'enregistrer ces données dans un tableur.

La cellule est équipée de neuf thermocouples et huit capteurs de pression implantés conformément à la Figure 5.7. Le joint visqueux est compris entre les coordonnées 13 mm et 163 mm. L'origine est située du côté de la pression atmosphérique à droite.

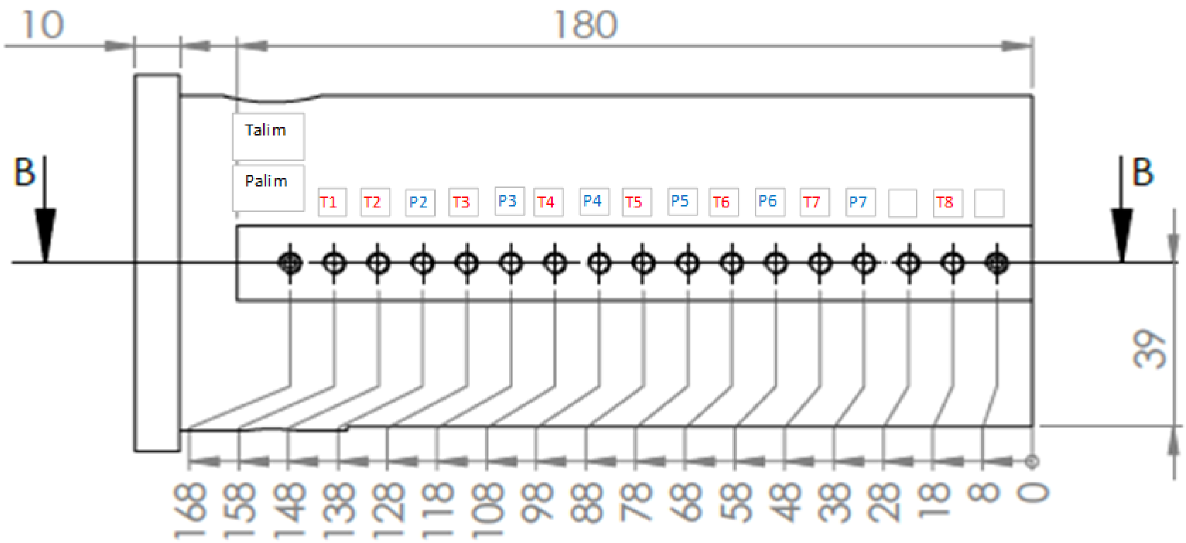

Figure 5.7. Emplacement des capteurs de pression (P) et de température (T).

La répartition de pression hydrodynamique suivant la direction axiale est l'une des données les plus importantes car elle indique le gradient de pression et permet d'estimer la longueur d'étanchéité du joint. Les capteurs de type GP-M10 du fabricant Keyence ont une étendue de mesure comprise entre -0,1 et 1 MPa avec une précision de 1% de l'étendue de mesure (Figure 5.8). Pour des raisons d'encombrement, les capteurs de pression sont déportés. Des perçages de diamètre 0.5 mm sur la cellule permettent un relevé local de la pression (figure 5.9). La pression est ensuite acheminée par des flexibles souples et des raccords rapides.

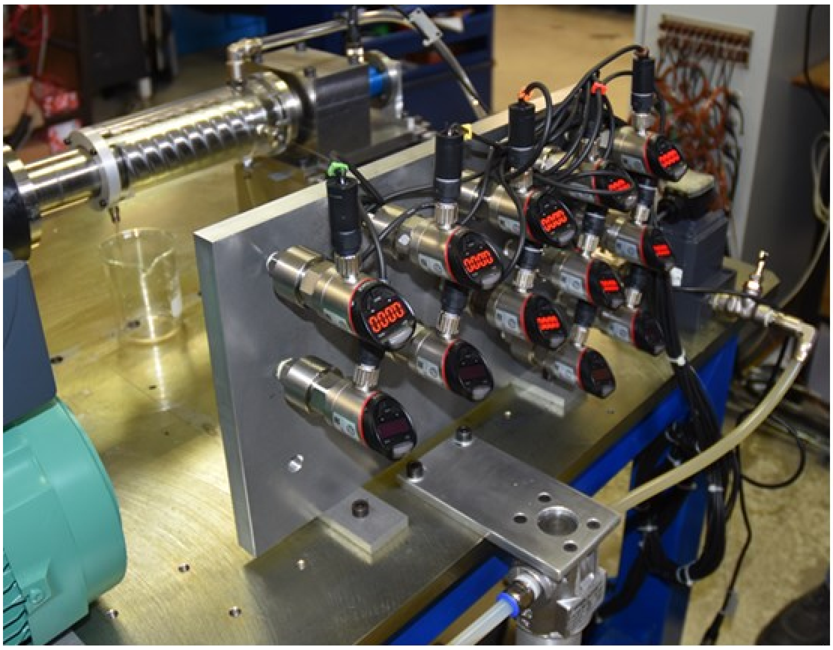

Figure 5.8. Capteurs de pression.

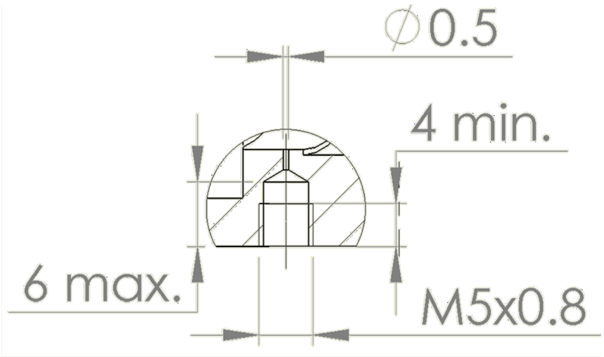

Figure 5.9. Détail de la prise de pression sur la cellule.

Une étude numérique a permis de vérifier que les trous de diamètre 0.5 mm ne perturbent pas l'écoulement du film lubrifiant. La figure 5.10 présente des simulations numériques effectuées à l'aide d'Ansys Fluent pour illustrer l'influence des trous sur la distribution de la pression dans l'espace entre la cellule et le joint. Une vitesse de 2,5 m/s est imposée à l'entrée, soit une vitesse de rotation de 800 tr/min. Les données sont extraites le long de l'axe x pour y = 0,25 mm et y = 0,1 mm. Comme on peut le constater sur la figure 5.10, la perturbation induite par les trous traversés par les instruments de mesure est de l'ordre de 2 à 4 Pa, ce qui est extrêmement faible et donc négligeable. Par conséquent, on a supposé que les trous de mesure n'affectent ni les mesures ni l'écoulement du film d'huile.

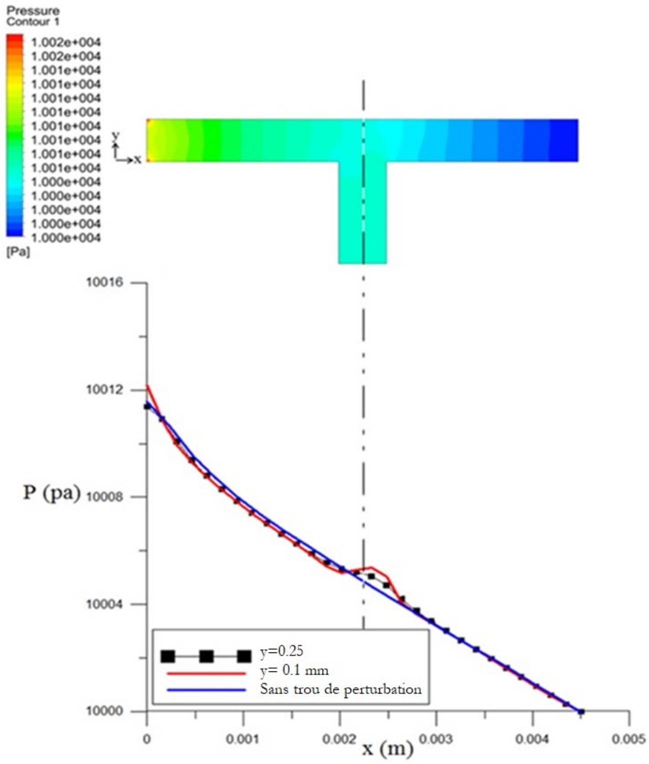

Figure 5.10. Distribution de la pression dans le canal du joint visqueux à proximité d'une prise de pression

Les mesures de température sont effectuées par des thermocouples de type T ayant une incertitude de ±0.5°C. Compte tenu de la très petite dimension du jeu, et afin d'éviter autant que possible toute modification des conditions de fonctionnement réelles, des trous submillimétriques sont réalisés dans la cellule en bronze et les thermocouples sont positionnés au plus près de la surface du joint.

Pour la mesure du couple, un couplemètre ayant une classe de précision de 0,2% et une plage de mesure de 5 Nm a été utilisé. L'approvisionnement en huile est mesuré par un débitmètre de capacité maximale 16 l/min avec une incertitude de 0,3% de l'étendue de mesure.

2.3. Métrologie

L'une des considérations importantes que nous avons prises en compte avant de monter le banc expérimental est la cylindricité et la rectitude axiale de la crête et du joint. Compte tenu du faible jeu, une erreur de cylindricité et de rectitude axiale peut entraîner des dispersions de mesures. Une analyse métrologique est d'une importance capitale pour la fiabilité des résultats. Les mesures de cylindricité et de rectitude verticale sont réalisées avec un instrument de haute précision du constructeur Taylor Hobson (Figure 5.15 a)).

Les tolérances géométriques sur la cellule transparente en PMMA sont plus difficiles à respecter dû à la faible élasticité du matériau. Les mesures se concentrent principalement sur cette cellule. La figure 5.11 présente la rectitude axiale mesurée le long de quatre lignes verticales, distant de 90 degrés. La déviation maximale se produit à l'extrémité de la cellule, côté alimentation, et n'excède pas 20 μm.

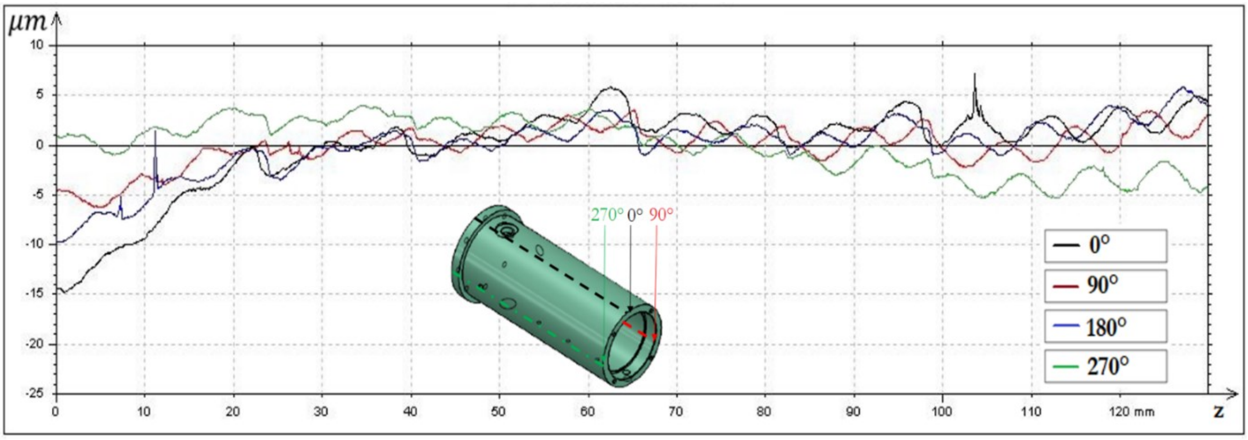

Figure 5.11. Rectitude axiale de la cellule transparente mesurée le long de quatre lignes équidistantes de 90 °.

Des mesures de cylindricité ont également été effectuées. Les 13 circularités obtenues sont représentés sur la figure 5.12. La figure 5.12 montre que la cylindricité de la cellule transparente est inférieure à 20 μm.

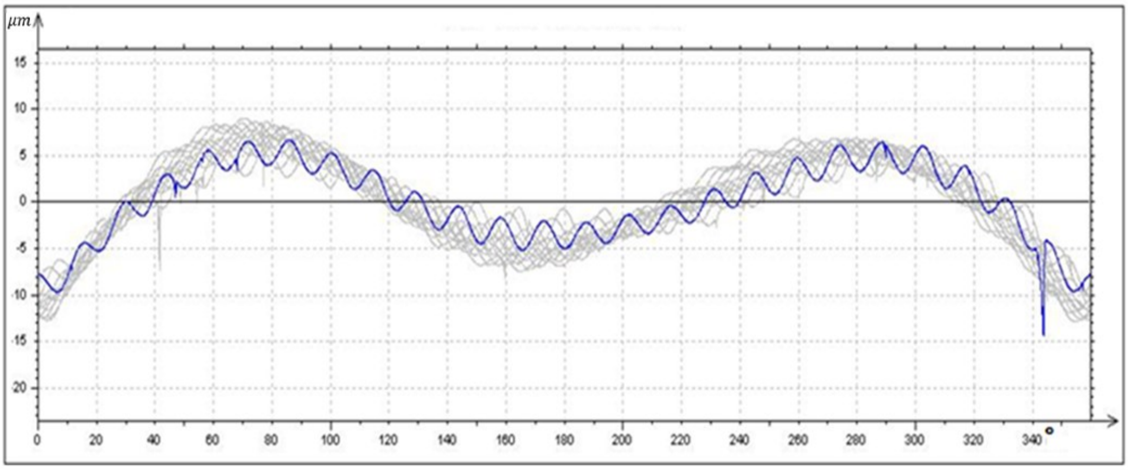

Figure 5.12. Mesures de circularité prises sur 13 plans équidistants le long de la cellule transparente.

La figure 5.13 montre des mesures de circularité sur trois plans différents le long de la cellule en bronze obtenues avec le Talyrond 365. La cellule de test en bronze bénéficie d'une plus grande précision d'usinage avec un rayon moyen de 30.298 mm.

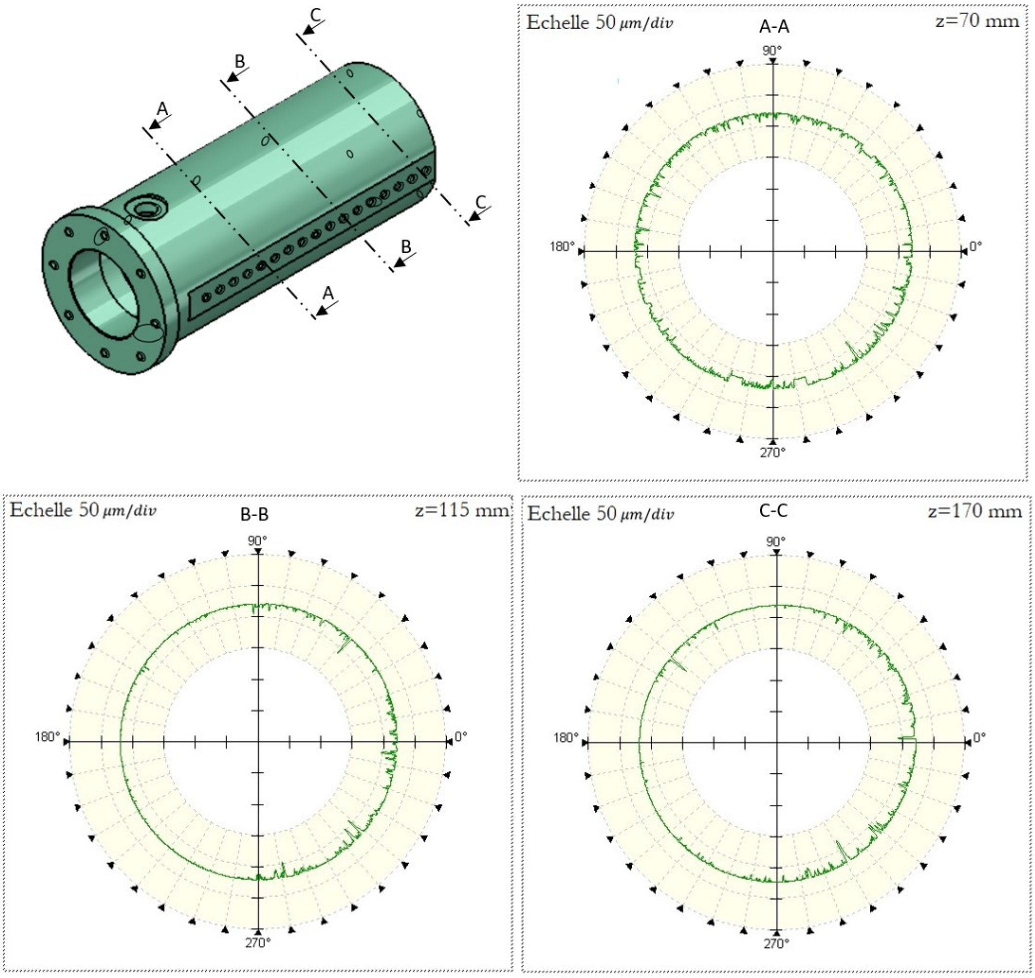

Figure 5.13. Circularité au niveau de trois plans le long de la cellule en bronze obtenue avec le Talyrond 365.

La figure 5.14 montre le joint rainuré et la rectitude axiale du joint visqueux le long de deux lignes verticales espacées de 90 degrés autour du joint. Un défaut en fond de rainure est observé, cette imperfection peut avoir une influence sur la performance d'étanchéité.

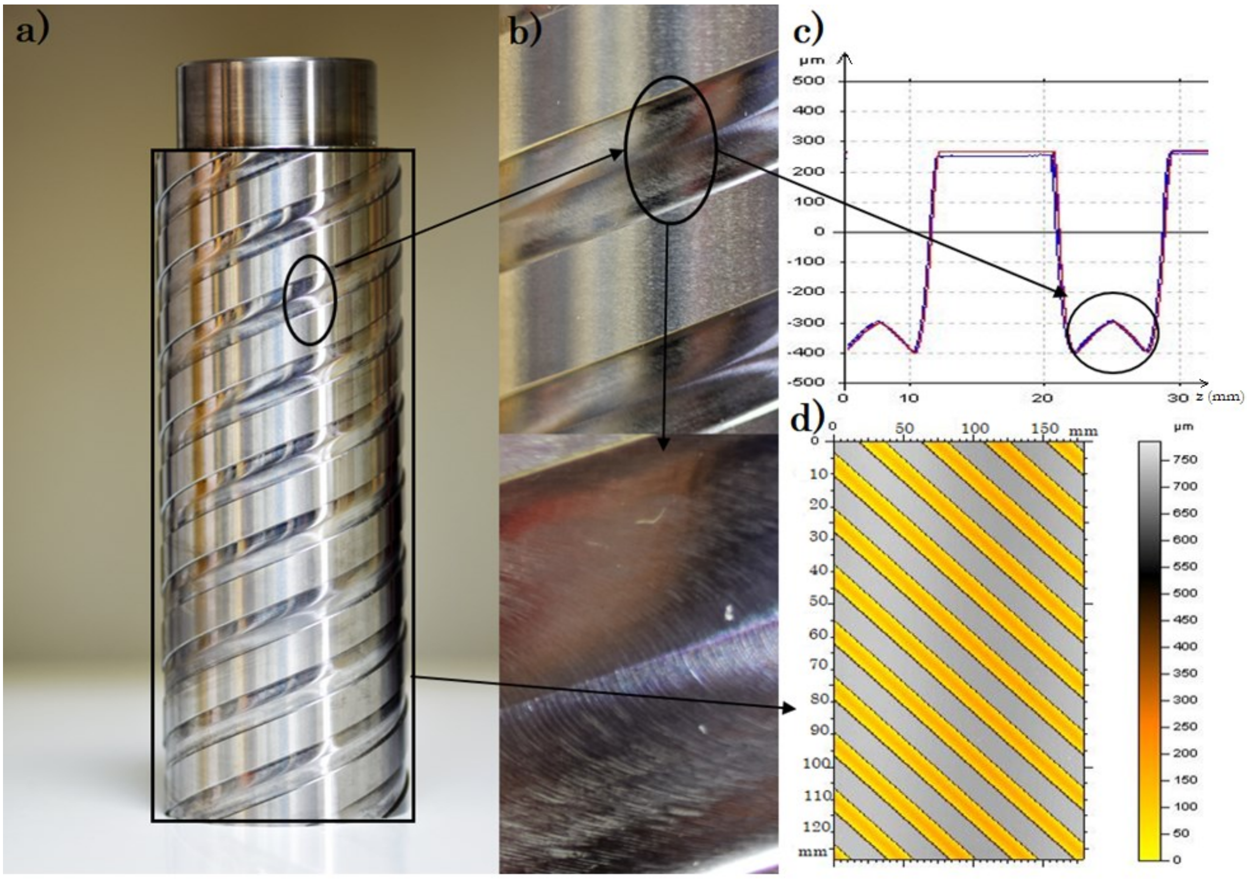

Figure 5.14. a) le joint visqueux testé; b) vue rapprochée de la rainure; c) déformation verticale dans la surface rainurée; d) reconstruction plane du joint en fonction de la profondeur de la rainure avec le Talyrond 365.

Parallèlement aux mesures sur le Talyrond 365, des mesures sur une machine de mesure tridimensionnelle (Mc 1004 E) (Figure 5.15 b) ont permis de relever avec précision le diamètre de l'arbre rainurée. Le rayon moyen mesuré à la température ambiante de 25°C est de 30,008 mm et la cylindricité est de 8 μm. Ainsi les jeux pour la cellule en PMMA et la cellule en bronze sont respectivement de 0,36 mm et 0,29 mm.

Figure 5.15. Instruments de mesure de précision, a) Talyrond 365, b) Mc 1004 E.

2.4. Station de contrôle

Le contrôle du banc d'essai se fait via une station de contrôle à proximité du dispositif expérimental. Le programme de contrôle a été réalisé dans l'environnement LabView. Pendant tout le processus d'acquisition des signaux, le programme de LabVIEW est utilisé pour surveiller, contrôler, analyser et afficher les résultats expérimentaux en temps réel. L'acquisition des données est gérée par des sous-programmes permettant l'enregistrement des mesures à une fréquence et à une taille d'échantillonnage imposée par l'utilisateur. Des conditions de sécurité sont également intégrées dans le programme pour arrêter le banc de test en cas d'anomalie. Les conditions d'initiation du processus de sécurité sont basées sur un seuil critique du couple de frottement, de la pression, du débit d'alimentation et de la température de l'huile. L'interface utilisateur permettant de contrôler le banc est illustrée à la figure 5.16.

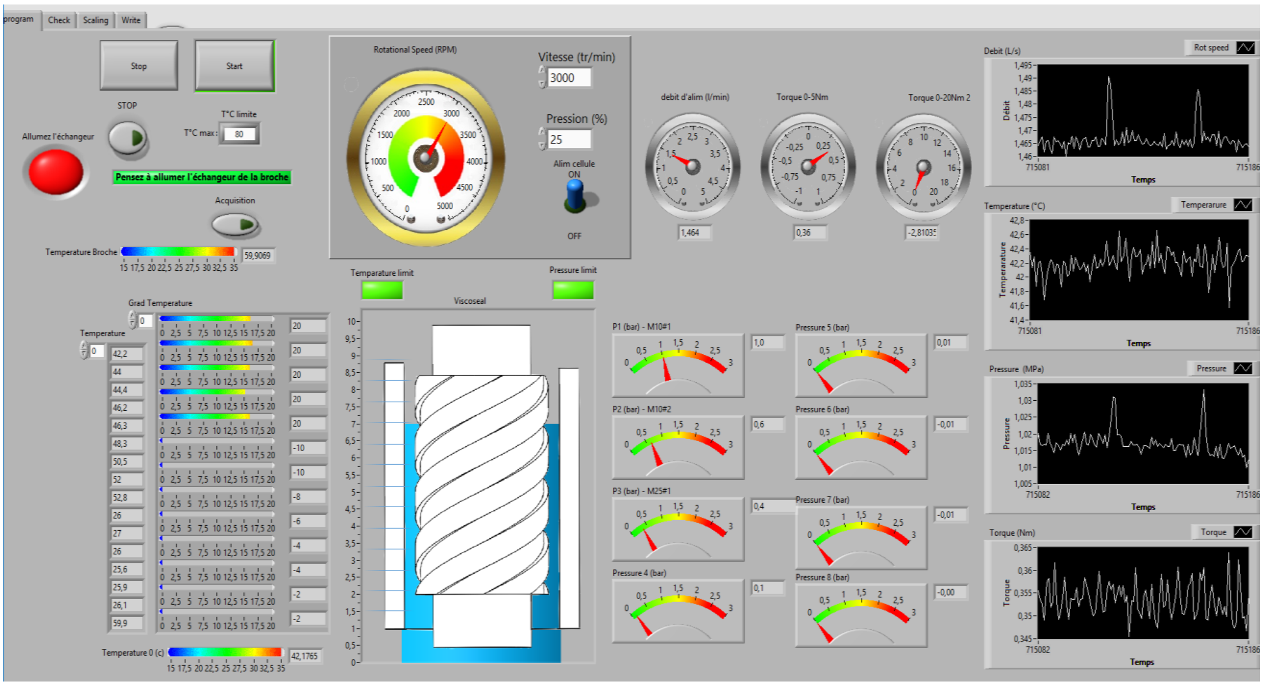

Figure 5.16. Interface utilisateur réalisée sous Labview pour le contrôle du banc.

Les consignes pour le pilotage du banc sont gérées dans la partie en haut à gauche de la figure 5.16. La consigne de vitesse et de pression d'alimentation est gérée par LabView tandis que la température de l'huile se règle sur la centrale. Les indications sur l'évolution de la température sont représentées graphiquement par une échelle de couleur pour faciliter la lecture, la valeur numérique est affichée numériquement. L'évolution de la pression est indiquée par 8 compteurs à aiguille. A l'extrême droite, nous avons une surveillance graphique en temps réel du débit, de la pression d'entrée, du couple et de la température d'entrée du fluide.

3. Comparaison entre résultats expérimentaux et numériques

En premier lieu, les résultats obtenus avec la cellule en PMMA sur la mesure de la longueur d'étanchéité sont présentés. Cette donnée est représentative de la performance du joint. Grâce à la cellule transparente, la longueur d'étanchéité peut être facilement et grossièrement mesurée à l'aide d'un réglet. Les essais ont été effectués pour une vitesse de rotation allant de 1500 tr/min à 4000 tr/min et une pression d'entrée variant de 0,01 MPa à 0,05 MPa. A titre d'exemple, la figure 5.17 montre la longueur d'étanchéité pour quatre pressions d'essai pour une vitesse de 2000tr/min. Comme l'on pouvait s'y attendre, la longueur d'étanchéité augmente avec la pression d'essai. Un stroboscope synchronisé sur la fréquence de rotation du joint visqueux a permis d'apprécier la frontière de la partie active. La ligne rouge indique ici la longueur d'étanchéité. Les photographies permettent difficilement d'apprécier la frontière liquide/gaz mais les observations à l'œil nu avec le stroboscope permettent d'apprécier clairement la zone de transition.

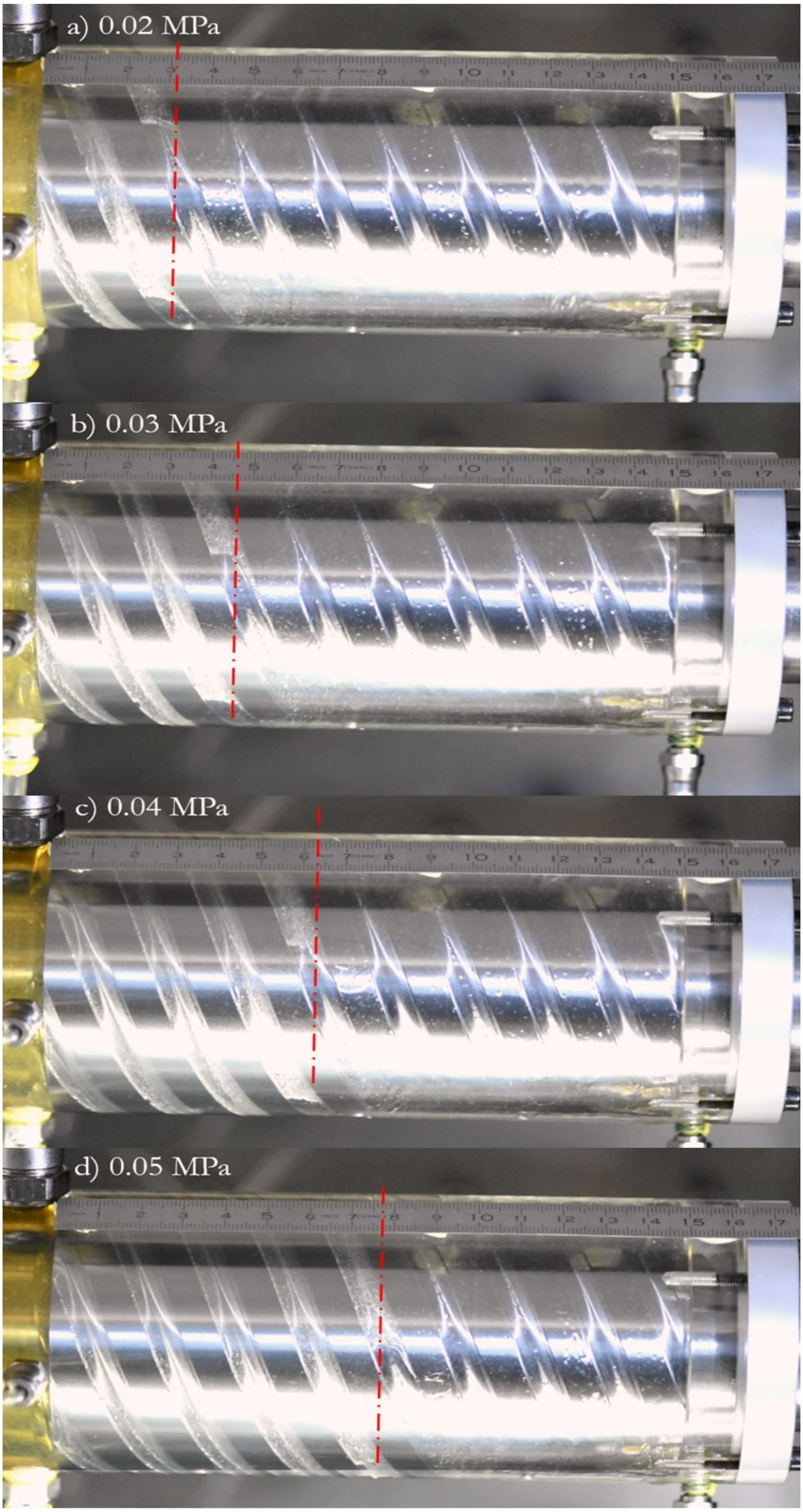

Figure 5.17. Longueur d'étanchéité vue à travers la cellule en PMMA à l'aide d'un stroboscope à haute fréquence à 2000 tr/min et 43°C ; a) 0,02 MPa; b) 0,03 MPa; c) 0,04 MPa; d) 0,05 MPa.

Des essais supplémentaires avec de l'eau ont été réalisés pour identifier les phénomènes à l'interface eau-air. On peut voir sur la figure 5.18 que l'interface liquide-air est plus claire et nette.

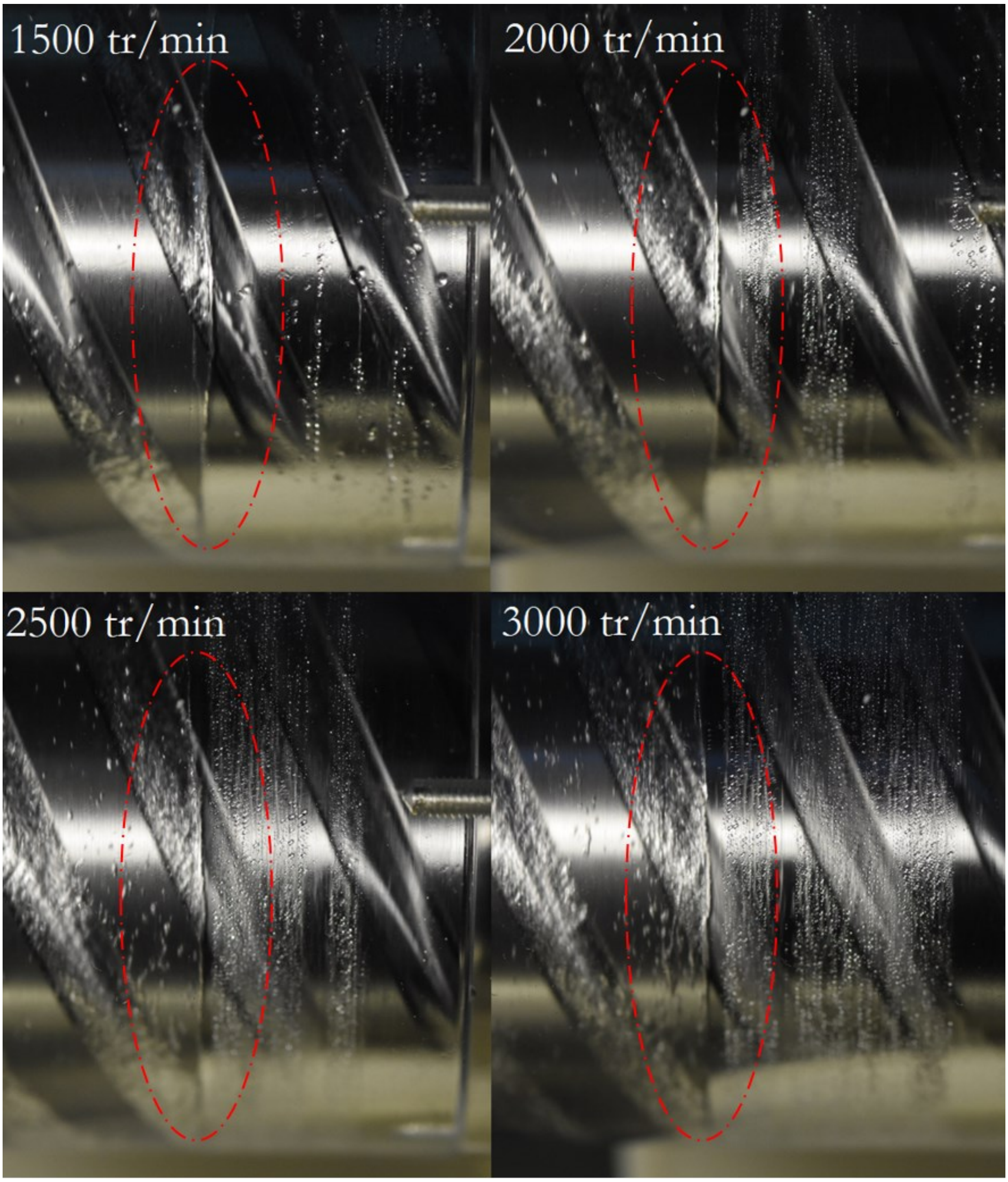

Figure 5.18. Interface liquide-air dans le joint en utilisant de l'eau.

Bien que la longueur d'étanchéité soit inférieure à la longueur de la vis, un suintement a été observé pour des vitesses de rotation supérieures à 2000 tr/min pour les tests avec l'huile ISOVG 46. Cette fuite a été attribuée au phénomène de « rupture d'étanchéité » observé par McGrew *et al.* (McGrew, 1965). Nous avons constaté que cette faible fuite ne se produit pas à faible vitesse de rotation (<2000 tr/min). Ce phénomène n'a pas été observé en remplaçant l'huile par de l'eau. Cette fuite secondaire semble dépendre de la stabilité de l'interface liquide-air. En effet dans les tests avec de l'eau, l'interface liquide-air est stable contrairement aux tests avec de l'huile, où la transition est moins nette avec un filet d'huile qui se forme (figure 5.19). Nous pensons que ce phénomène dépend des propriétés du fluide, à savoir sa viscosité et sa tension superficielle comme l'a constaté Lessley (Lessley, 1965) dans ses travaux sur ce type de joint.

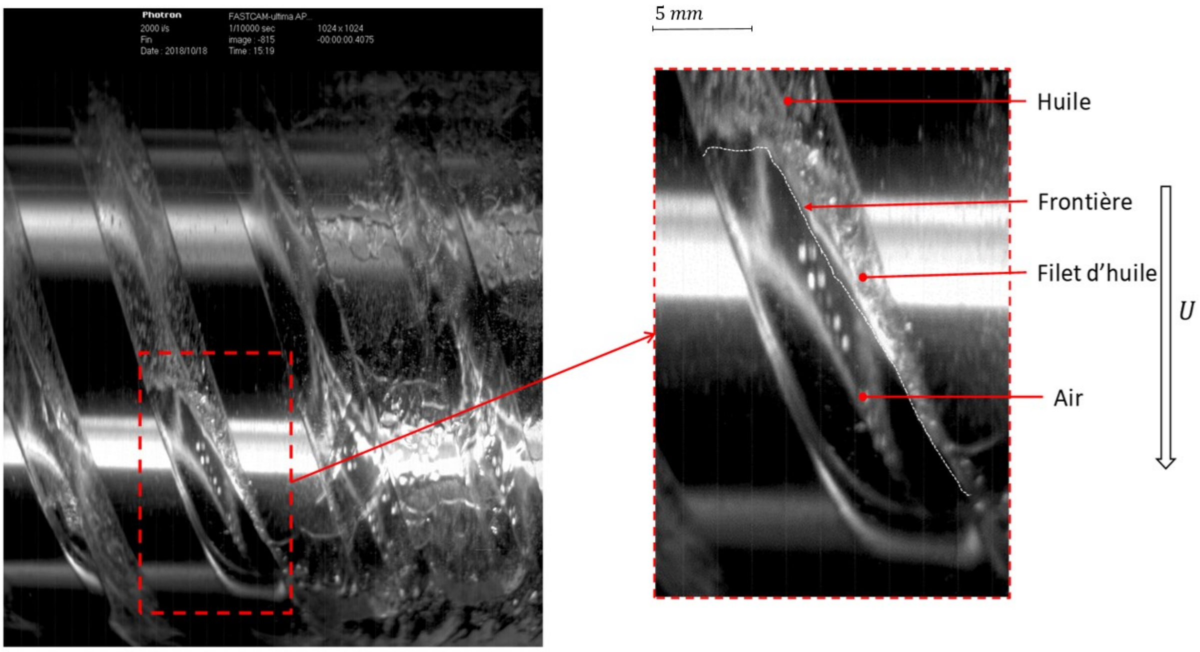

Figure 5.19. Interface huile-air à une vitesse de 2000 tr/min.

3.1. Mesures de la longueur d'étanchéité avec la cellule en PMMA

La simulation numérique obtenue avec le modèle numérique basé sur l'équation de Reynolds modifiée est comparée aux résultats expérimentaux. Les figures 5.20 et 5.21 montrent une comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus avec la cellule transparente en PMMA et les résultats numériques. Les points expérimentaux correspondent à la moyenne d'au moins trois séries de mesures. La régulation de température pour ces essais varie entre 42°C et 46°C. Il est intuitivement évident que la longueur d'étanchéité dépend de la vitesse de rotation : lorsque la vitesse augmente, la longueur d'étanchéité diminue. Bien que des écarts puissent être observés pour une pression d'entrée P_i=0.05 MPa, les résultats expérimentaux et numériques montrent une bonne concordance avec une différence relative qui ne dépasse pas 20% pour tous les cas étudiés et 10% pour la majorité (≳95%) des cas.

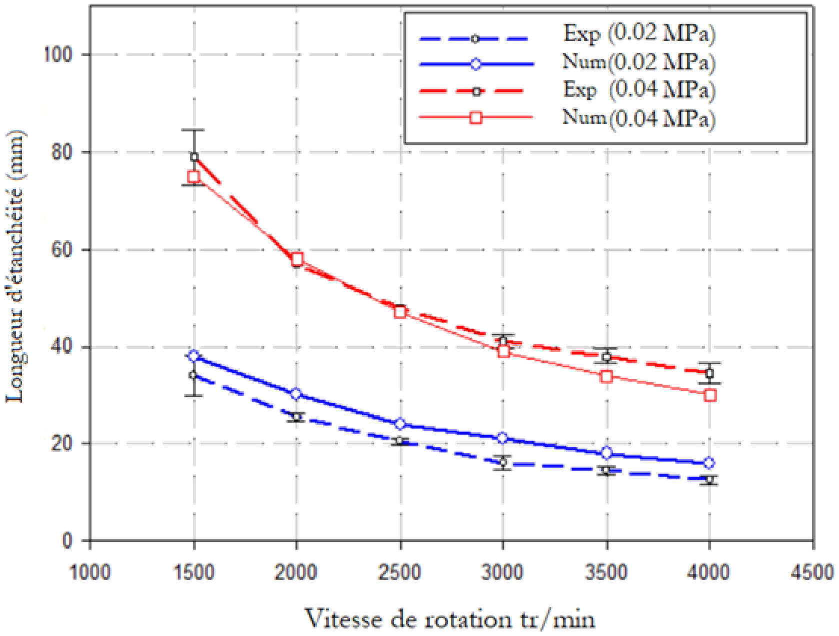

Figure 5.20. Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques; longueur d'étanchéité en fonction des vitesses de rotation pour différentes pressions d'entrée; P_i=0.02 MPa et P_i=0.04 MPa ; température d'alimentation T_i=47°C.

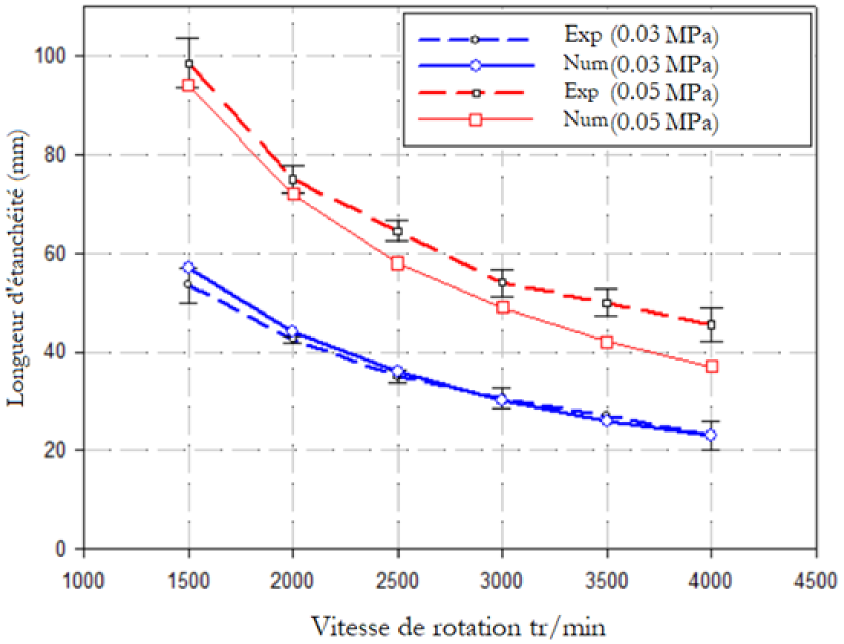

Figure 5.21. Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques; longueur d'étanchéité en fonction des vitesses de rotation pour différentes pressions d'entrée ; P_i=0.03 MPa et P_i=0.05 MPa ; température d'alimentation T_i=47°C.

L'écart observé par rapport aux résultats numériques peut être lié à la dilatation thermique de la cellule transparente. En fonctionnement, la température d'alimentation peut atteindre 44°C avec un gradient de température axial de 12°. Dans ces conditions, le diamètre de la cellule peut atteindre un diamètre maximal de 60.814 mm soit une augmentation de 76 microns et le diamètre du joint visqueux se dilate de 17 microns pour atteindre un diamètre de 60,033 mm. Cela conduit à une augmentation du jeu radial de 0,030 mm, ce qui peut justifier les écarts observés car la précision de la mesure du jeu est généralement considérée comme la source d'erreur la plus importante. La différence entre les résultats numériques et expérimentaux peut aussi, mais moins probablement, être liée aux imperfections de la géométrie de la rainure, comme illustré à la figure 5.14, en considérant que la profondeur de la rainure est un facteur important déterminant les performances d'étanchéité du joint visqueux. Les défauts géométriques mesurés sur la cellule en PMMA peuvent aussi être parmi les causes de cette différence. Un autre facteur important à prendre en compte est l'effet d'excentricité. Bien que le centrage soit réalisé avec une précision de 0,015 mm, cette marge d'erreur peut avoir un effet non négligeable sur les résultats expérimentaux. Il est important de rappeler que plus le jeu est important, plus la longueur d'étanchéité est grande.

Nous nous intéressons maintenant aux effets de la température d'alimentation du lubrifiant sur la longueur d'étanchéité. La figure 5.22 montre des résultats expérimentaux pour lesquels la pression d'entrée est maintenue constante à 0,05 MPa tandis que la température d'entrée du fluide varie. Dans le modèle numérique, la température du fluide est supposée constante le long du joint. Les résultats sont à nouveau présentés pour différentes vitesses de rotation. Nous pouvons constater que les valeurs obtenues de la longueur d'étanchéité ont physiquement un sens, grâce à leur tendance à augmenter avec l'augmentation de la température, ou, de manière équivalente, la diminution de la viscosité. La figure 5.22 montre également un accord raisonnable avec les résultats numériques.

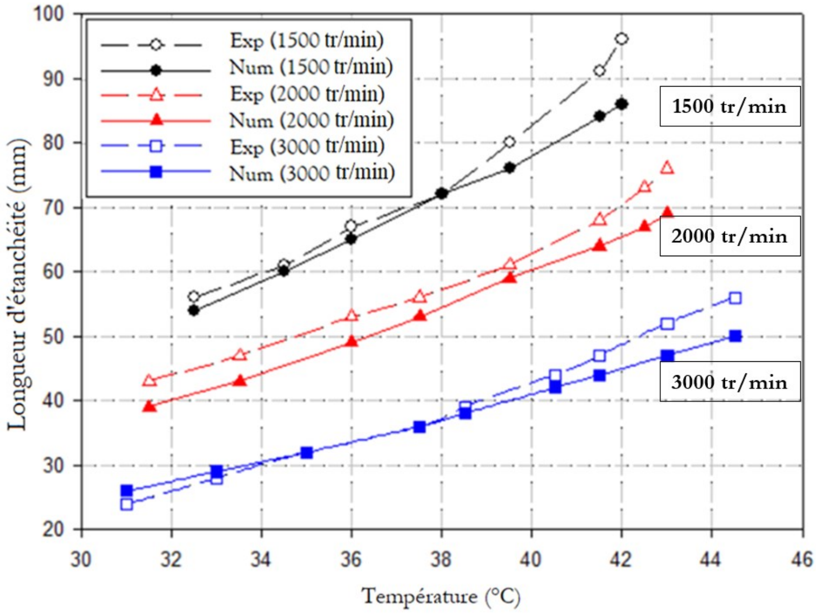

Figure 5.22. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques; longueur d'étanchéité en fonction de la température d'entrée du lubrifiant pour différentes vitesses de rotation ; P_i=0.05 MPa.

3.2. Mesures avec la cellule en bronze

Pour la mesure de la pression et la température le long du joint visqueux, la cellule en PMMA est remplacée par la cellule en bronze, présentée précédemment dans la figure 5.5. Les essais ont été effectués pour une vitesse de rotation allant de 1500 tr/min à 4000 tr/min et une pression d'entrée variant de 0,01 MPa à 0,20 MPa.

La figure 5.23 présente la distribution de la température le long du joint pour différentes vitesses de rotation à P_i=0.1 MPa. La température tend à augmenter le long du joint, cette augmentation est causée par deux facteurs, le frottement visqueux au niveau du joint, et l'augmentation de la température de l'arbre due à la broche. En fonctionnement, les roulements de la broche peuvent atteindre 65°C. Par conduction, cette source de chaleur migre vers le joint visqueux. Des essais avec du colorant ont été effectués pour suivre la circulation du fluide, nous avons constaté que le fluide reste statique au niveau du joint, ce manque de recirculation contribue à l'augmentation de la température causée par le frottement visqueux au niveau du joint.

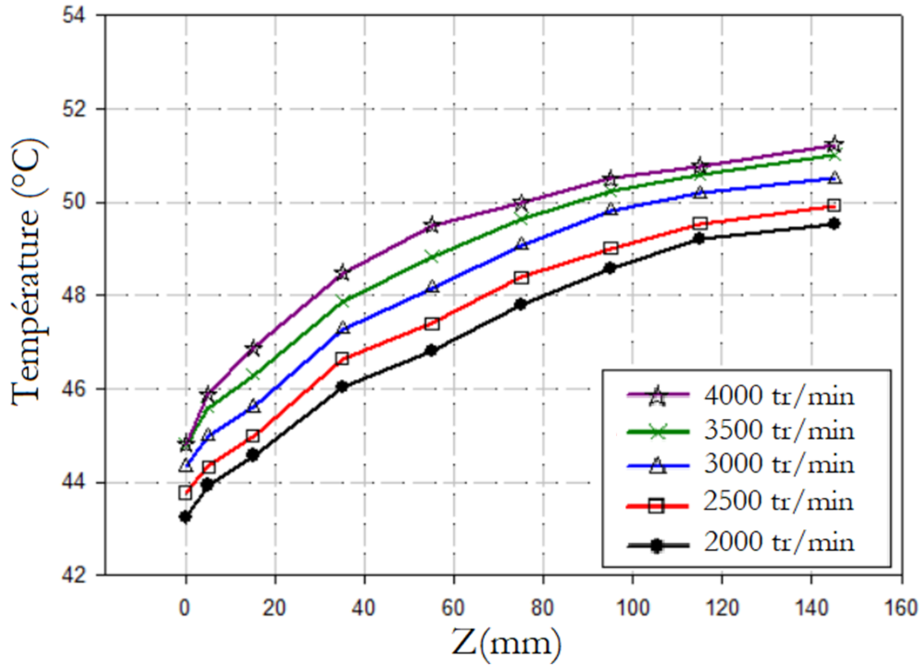

Figure 5.23. Température du fluide le long du joint visqueux pour différentes vitesses de rotation à P_i=0.1 MPa.

La figure 5.24 présente les résultats de mesure du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation pour des pressions d'entrée P_i=0.05 MPa et P_i=0.1 MPa. Par comparaison aux résultats numériques, on constate qu'il y a une divergence entre les résultats obtenus, qui peut être attribuée à l'augmentation de la température au niveau du joint. Nous avons observé une ingestion d'air dans le film fluide et ce phénomène s'amplifie avec l'augmentation de vitesse. Ce phénomène peut être une piste qui explique les différences observées.

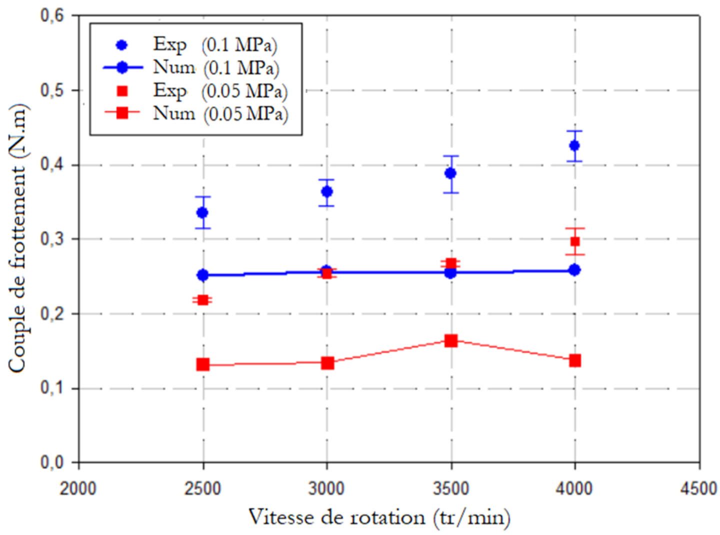

Figure 5.24. Couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation pour des pressions d'entrée P_i=0.1 MPa et P_i=0.15 MPa ; température d'alimentation T_i=47°C.

3.3. Mesures de la pression

Les figures 5.25 et 5.26 présentent la pression le long du joint visqueux où l'étanchéité est atteinte. P_i correspond à la pression d'essai et Re désigne le modèle de Reynolds. Les résultats ici peuvent également donner un aperçu sur la longueur d'étanchéité en se basant sur la mesure de pression. La pression décroît le long de la partie active, caractérisant la longueur d'étanchéité, jusqu'à l'interface liquide-air à pression atmosphérique. Nous constatons une bonne corrélation entre les résultats numériques et expérimentaux. Néanmoins, de légères déviations peuvent être observées pour 40<z<80 à 4000 tr/min pour une P_i =0.1 MPa (figure 5.26), qui peuvent être liées également à des erreurs d'excentricité et à la dilatation thermique de la cellule en bronze.

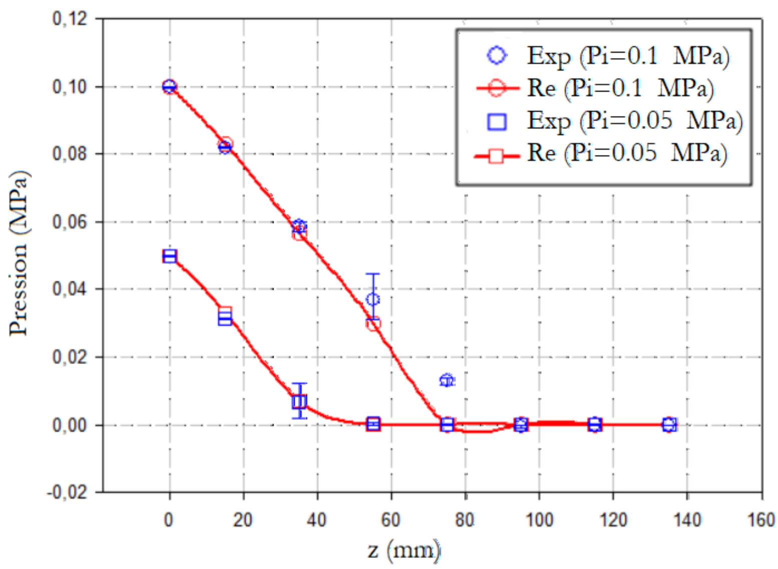

Figure 5.25. La pression le long du joint visqueux ; comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle Reynolds à 2500 tr/min ; température d'alimentation T_i=47°C

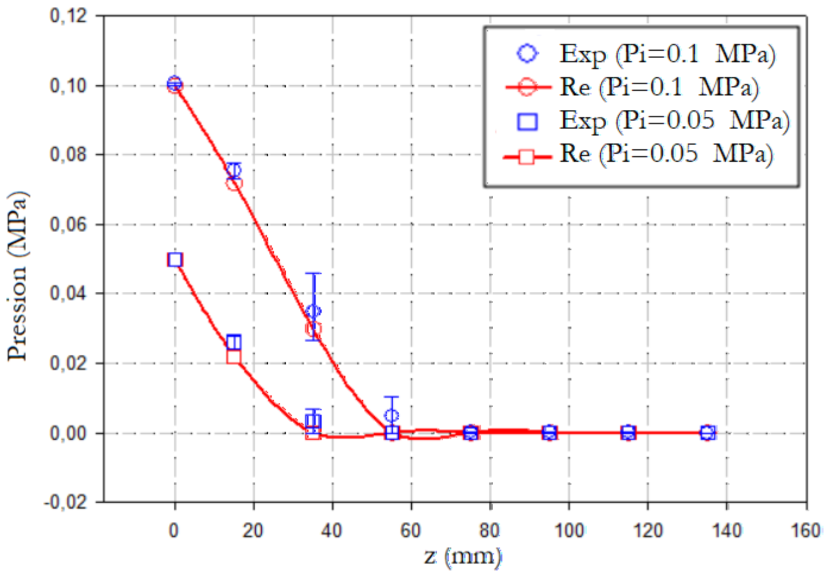

Figure 5.26. La pression le long du joint visqueux ; comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle de Reynolds 4000 tr/min ; température d'alimentation T_i=47°C.

4. Conclusion

Le travail présenté dans ce chapitre a été consacré à la conception et à la caractérisation d'un dispositif expérimental capable de tester les performances de joints visqueux.

Avant de monter le banc d'essai, la précision de fabrication des différents composants expérimentaux a été évaluée par des mesures géométriques de haute précision de la cylindricité et de la rectitude, à l'aide des instruments de mesure adaptés.

Deux cellules ont été testées, une en PMMA transparent qui a permis l'observation visuelle du film d'huile et la mesure de la longueur d'étanchéité le long du joint visqueux, et une en bronze qui a permis la mesure de la pression le long du joint grâce à des trous équidistants le long de la cellule.

Un suintement, ou fuite secondaire, a été observé pour des vitesses de rotation supérieures à 2000 tr/min pour les tests avec l'huile iso VG 46. Cette fuite a été attribuée au phénomène de « rupture d'étanchéité » observé par McGrew *et al.* (McGrew, 1965). Ce phénomène n'a pas été observé en remplaçant l'huile par de l'eau. Cette fuite secondaire semble dépendre de la stabilité de l'interface liquide-air. Nous pensons que ce phénomène dépend des propriétés du fluide, à savoir sa viscosité et sa tension superficielle.

Les résultats expérimentaux de la variation de la performance d'étanchéité avec de nombreux paramètres de fonctionnement ont montré une bonne correspondance avec les simulations numériques. Nous avons attribué les différences entre les résultats numériques et expérimentaux, pour certains cas, à la dilatation thermique de la cellule transparente et celle en bronze, aux erreurs de concentricité et aux imperfections géométriques du joint visqueux.

Conclusion générale

La société moderne dépend fortement des machines pour effectuer de nombreuses tâches essentielles, allant du transport jusqu'aux tâches ménagères. Ces machines nécessitent de nombreux types de joints pour retenir les lubrifiants, les liquides et les gaz. Dans ce travail, nous avons cherché à comprendre et modéliser le comportement d'un joint rotatif sans contact, connu sous le nom de joint visqueux, sous différents régimes d'écoulement. C'est un joint caractérisé par un faible taux d'usure et une longue durée de vie en raison de l'absence de contact entre les pièces fixes et mobiles.

Dans le premier chapitre nous avons présenté le principe de fonctionnement du joint visqueux et ses caractéristiques. Afin de mettre ce travail dans son contexte, une étude bibliographique sur le joint visqueux a été présentée. Les résultats expérimentaux des travaux antérieurs sur ce type de joint ont été présentés. Les limites des différentes approches numériques basées sur l'équation de Reynolds ont été discutées.

Les équations régissant l'écoulement du fluide et la phénoménologie dans le film lubrifiant ont été présentées. Le modèle numérique basé sur l'équation de Reynolds pour prédire le comportement du joint visqueux a été détaillé. L'algorithme de calcul intègre des corrections qui permettent d'étendre les limites du modèle de Reynolds afin d'intégrer le régime turbulent et corriger les effets inertiels au niveau des discontinuités dans le joint visqueux.

Le modèle géométrique adopte l'approche du joint en forme développée et inclinée, en coordonnées cartésiennes. Un nombre significatif de simulations numériques a été fait, en utilisant le modèle de Reynolds et le logiciel de simulation CFD (OpenFoam), pour différents nombres de Reynolds. Les résultats ont montré une bonne concordance entre les deux approches. Par la suite, le régime de l'écoulement turbulent a été pris en compte. Nous avons analysé les effets de la turbulence sur les caractéristiques et les performances de différents joints visqueux. Nous avons comparé nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux de (Luttrull, 1970), le modèle numérique a prédit correctement la variation du coefficient d'étanchéité avec le nombre de Reynolds, autant en régime laminaire qu'en régime turbulent. Nous avons ensuite étudié l'influence de la géométrie du joint sur ses performances d'étanchéité. Des performances différentes ont été observées entre les régimes laminaire et turbulent. Le joint visqueux semble avoir de meilleures performances d'étanchéité en régime turbulent qu'en régime laminaire.

Nous avons présenté par la suite une approche numérique qui permet de prédire la performance d'étanchéité d'un joint visqueux dans un régime laminaire et turbulent en suivant l'interface lubrifiant-gaz à l'aide de la méthode VOF dans un domaine de calcul tridimensionnel. Nous avons réduit le temps de calcul en employant un schéma pseudo-transitoire et en imposant une condition aux limites périodique basée sur la géométrie du joint visqueux. Ainsi nous avons pu tester de nombreux cas pour différents nombres de Reynolds sans compromettre la précision des calculs. Nous avons utilisé deux modèles de turbulence le k-ε réalisable et le k-ω. Nos résultats numériques ont montré une très bonne concordance avec des données expérimentales antérieures, ce qui suggère que l'approche de suivi d'interface, basée sur la méthode VOF, est capable de simuler l'interface liquide-gaz dans le joint visqueux et prédire sa performance avec une bonne précision. De plus, et compte tenu de son faible effort de calcul numérique par rapport au modèle 3D, le modèle de Reynolds a montré également une bonne concordance avec les données expérimentales.

La dernière partie de ce travail est purement expérimentale. Elle a été dédiée à la conception et l'installation d'un dispositif expérimental pour tester les performances du joint visqueux. Une campagne métrologique a permis d'identifier la géométrie exacte des pièces d'essai. Sur toute la plage de fonctionnement, les résultats expérimentaux ont montré une bonne correspondance avec les simulations numériques avec des écarts inférieurs à 20%. Une fuite secondaire de liquide a été observée avec de l'huile ISO VG 46 à grande vitesse de rotation. Cette fuite a été attribuée au phénomène de « rupture d'étanchéité » observé par McGrew *et al.* (McGrew, 1965). Nous pensons que ce phénomène dépend des propriétés du fluide, à savoir sa viscosité et sa tension superficielle.

Finalement, je clôture cette thèse en citant Richard Feynman : « Les modèles scientifiques sont comme des cartes géographiques : jamais définitives, jamais complètes jusqu'à ce qu'elles deviennent aussi grandes et complexes que la réalité qu'elles représentent. ». Cela va de même pour tout travail de recherche scientifique, il n'a pas de fin, plus vous en faites, plus il reste à faire. Nous comptons développer davantage le modèle numérique pour le rendre plus robuste, nous allons introduire la théorie du Bulk flow dans le modèle et tester sa précision. Nous envisageons également d'y introduire la méthode VOF pour prédire l'interface liquide-air dans le model 2D. Nous allons poursuivre les essais expérimentaux avec d'autres fluides et d'autres dimensions de joint visqueux pour mieux comprendre et cerner ce phénomène de « rupture d'étanchéité » et tester d'autres paramètres de fonctionnement.

Nous espérons que les approches numériques détaillées dans ce travail pourront fournir une plate-forme pour les futures recherches numériques sur la performance du joint visqueux et d'autres types de joints sans contact. Nous espérons également que la procédure expérimentale présentée dans cette thèse sera utile pour les futures recherches sur les joints rotatifs sans contact.

Annexe A

Discrétisation par la méthode des volumes finis

Le domaine ici est divisé en volumes de contrôle, dans lesquels l'équation de Reynolds modifiée est discrétisée (figure A.1).

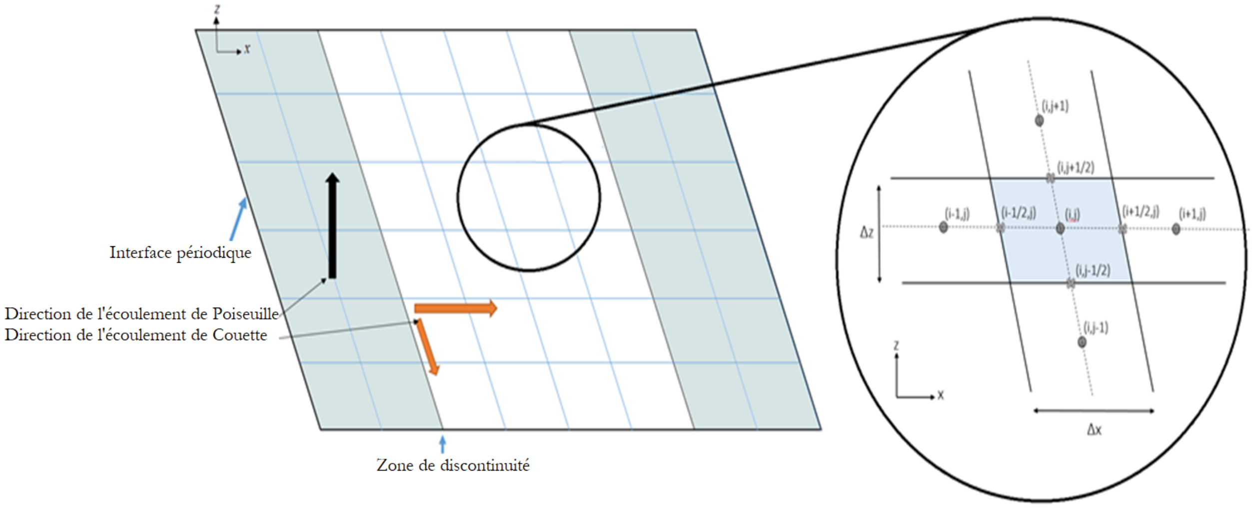

Figure A.1. Volume de contrôle.

L'intégration de l'équation de Reynolds à travers le domaine s'écrit:

$$F_{i,j}^{t}\left\{\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}}\int_{i-\frac{1}{2}}^{i+\frac{1}{2}}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^{3}}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)dxdz\,dt+\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}}\int_{i-\frac{1}{2}}^{i+\frac{1}{2}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^{3}}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)dxdz\,dt\right\} \tag{A.1}$$

$$=\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{j-1/2}^{j+1/2}\int_{i-1/2}^{i+1/2}\frac{1}{2}u\frac{\partial h}{\partial x}dxdzdt+\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{j-1/2}^{j+1/2}\int_{i-1/2}^{i+1/2}\frac{\partial h}{\partial t}dxdzdt+$$

$$(1-F_{i,j}^{t})\left\{\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{j-1/2}^{j+1/2}\int_{i-1/2}^{i+1/2}\frac{1}{2}U\mu\frac{\partial D}{\partial x}dxdzdt+\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{j-1/2}^{j+1/2}\int_{i-1/2}^{i+1/2}\frac{1}{2}\frac{\partial D}{\partial t}dxdzdt\right\}$$

En admettant que D est linéaire entre t et t+Δt :

$$F_{i,j}^{t}\left\{\int_{t}^{t+\Delta t}\left(\frac{h^{3}}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)_{i+\frac{1}{2},j}\Delta zdt-\int_{t}^{t+\Delta t}\left(\frac{h^{3}}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)_{i-\frac{1}{2},j}\Delta zdt\right. \tag{A.2}$$

$$\left.+\int_{t}^{t+\Delta t}\left(\frac{h^{3}}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)_{i,j+\frac{1}{2}}\Delta xdt-\int_{t}^{t+\Delta t}\left(\frac{h^{3}}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)_{i,j-\frac{1}{2}}\Delta xdt\right\}=$$

$$\int_{t}^{t+\Delta t} \frac{1}{2} u\Delta z\left(h_{i+\frac{1}{2},j} - h_{i-\frac{1}{2},j}\right) dt + \int_{t}^{t+\Delta t} \frac{\partial h}{\partial t}\ \Delta x\Delta z dt$$
$$+ \left\{ \int_{t}^{t+\Delta t} \frac{1}{2} U\left[(\mu D)_{i+1/2,j} - (\mu D)_{i-1/2,j}\right] \Delta z dt + \int_{t}^{t+\Delta t} \frac{\partial D}{\partial t} \Delta x \Delta z dt \right\} (1 - F_{i,j}^{t})$$

Considérant un schéma transitoire implicite on obtient :

$$F_{i,j}^{t} \left\{ \frac{{h^{t}}^{3}_{i+\frac{1}{2},j}}{12\mu^{t}_{i+\frac{1}{2},j}} \left(\frac{D_{i+1,j}^{t} - D_{i,j}^{t}}{\delta x_{i+1/2,j}}\right) \Delta z \Delta t - \frac{{h^{t}}^{3}_{i-\frac{1}{2},j}}{12\mu^{t}_{i-\frac{1}{2},j}} \left(\frac{D_{i,j}^{t} - D_{i-1,j}^{t}}{\delta x_{i-\frac{1}{2},j}}\right) \Delta z \Delta t + \frac{{h^{t}}^{3}_{i,j+\frac{1}{2}}}{12\mu^{t}_{i,j+\frac{1}{2}}} \left(\frac{D_{i,j+1}^{t} - D_{i,j}^{t}}{\delta z_{i,j+\frac{1}{2}}}\right) \Delta x \Delta t - \frac{{h^{t}}^{3}_{i,j-\frac{1}{2}}}{12\mu^{t}_{i,j-\frac{1}{2}}} \left(\frac{D_{i,j}^{t} - D_{i,j-1}^{t}}{\delta z_{i,j-1/2}}\right) \Delta x \Delta t \right\} = \frac{1}{2} u \left(h_{i+\frac{1}{2},j}^{t} - h_{i-\frac{1}{2},j}^{t}\right) \Delta z \Delta t + \left(h_{i,j}^{t} - h_{i,j}^{t-1}\right) \Delta x \Delta z + \left\{ \frac{1}{2} U \left[\left(\frac{1}{2} \left(D_{i+1,j}^{t} - D_{i-1,j}^{t}\right)\right)\right] \Delta z \Delta t + \left(D_{i,j}^{t} - D_{i,j}^{t-1}\right) \Delta x \Delta z \right\} (1 - F_{i,j}^{t}) \tag{A.3}$$

Où t est le pas de temps actuel, et t-1 le pas de temps précédent. En ordonnant les termes, on obtient:

$$D_{i,j}^{t} \left(\frac{{h^{t}}^{3}_{i+\frac{1}{2},j}}{\delta x_{i+\frac{1}{2},j} 12\mu^{t}_{i+\frac{1}{2},j}} \Delta z \Delta t F_{i,j}^{t} + \frac{{h^{t}}^{3}_{i-\frac{1}{2},j}}{\delta x_{i-\frac{1}{2},j} 12\mu^{t}_{i-\frac{1}{2},j}} \Delta z \Delta t F_{i,j}^{t} + \frac{{h^{t}}^{3}_{i,j+\frac{1}{2}}}{\delta z_{i,j+\frac{1}{2}} 12\mu^{t}_{i,j+\frac{1}{2}}} \Delta x \Delta t F_{i,j}^{t} + \frac{{h^{t}}^{3}_{i,j-\frac{1}{2}}}{\delta z_{i,j-\frac{1}{2}} 12\mu^{t}_{i,j-\frac{1}{2}}} \Delta x \Delta t F_{i,j}^{t} + \Delta x \Delta z (1 - F_{i,j}^{t}) \right) = D_{i+1,j}^{t} \left(F_{i,j}^{t} \frac{{h^{t}}^{3}_{i+\frac{1}{2},j}}{\delta x_{i+1/2,j} 12\mu^{t}_{i+\frac{1}{2},j}} - \frac{1}{4} U (1 - F_{i,j}^{t}) \right) \Delta z \Delta t + D_{i-1,j}^{t} \left(F_{i,j}^{t} \frac{{h^{t}}^{3}_{i-\frac{1}{2},j}}{\delta x_{i-1/2,j} 12\mu^{t}_{i-\frac{1}{2},j}} + \frac{1}{4} U (1 - F_{i,j}^{t}) \right) \Delta z \Delta t + D_{i,j+1}^{t} F_{i,j}^{t} \frac{{h^{t}}^{3}_{i,j+\frac{1}{2}}}{\delta z_{i,j+1/2} 12\mu^{t}_{i,j+\frac{1}{2}}} \Delta x \Delta t + D_{i,j-1}^{t} F_{i,j}^{1} \frac{{h^{t}}^{3}_{i,j-\frac{1}{2}}}{\delta z_{i,j-1/2} 12\mu^{1}_{i,j-\frac{1}{2}}} \Delta x \Delta t - \frac{1}{2} u \left(h_{i+\frac{1}{2},j}^{t} - h_{i-\frac{1}{2},j}^{t} \right) \Delta z \Delta t - \left(h_{i,j}^{t} - h_{i,j}^{t-1}\right) \Delta x \Delta z - D_{i,j}^{t-1} \Delta x \Delta z (1 - F_{i,j}^{t}) \tag{A.4}$$

En définissant les coefficients de discrétisation comme suit:

$$\bullet\; a^t_{1_{i,j+1}} = F^t_{i,j} \frac{{h^t}^3_{i,j+\frac{1}{2}}}{\delta z_{i,j+1/2} 12\mu^t_{i,j+\frac{1}{2}}} \Delta x \Delta t \tag{A.5}$$

$$\bullet\; a^t_{2_{i,j-1}} = F^t_{i,j} \frac{{h^t}^3_{i,j-\frac{1}{2}}}{\delta z_{i,j-1/2} 12\mu^t_{i,j-\frac{1}{2}}} \Delta x \Delta t$$

$$\bullet\; a^t_{3_{i+1,j}} = \left(F^t_{i,j} \frac{{h^t}^3_{i+\frac{1}{2},j}}{\delta x_{i+1/2,j} 12\mu^t_{i+\frac{1}{2},j}} - \frac{1}{4} U(1 - F^t_{i,j}) \right) \Delta z \Delta t$$

$$\bullet\; a^t_{4_{i-1,j}} = \left(F^t_{i,j} \frac{{h^t}^3_{i-\frac{1}{2},j}}{\delta x_{i-1/2,j} 12\mu^t_{i-\frac{1}{2},j}} + \frac{1}{4} U(1 - F^t_{i,j}) \right) \Delta z \Delta t$$

$$\bullet\; {a^t}_{i,j} = \frac{{h^t}^3_{i+\frac{1}{2},j}}{\delta x_{i+\frac{1}{2},j} 12\mu^t_{i+\frac{1}{2},j}} \Delta z \Delta t F^t_{i,j} + \frac{{h^t}^3_{i-\frac{1}{2},j}}{\delta x_{i-\frac{1}{2},j} 12\mu^t_{i-\frac{1}{2},j}} \Delta z \Delta t F^t_{i,j} + \frac{{h^t}^3_{i,j+\frac{1}{2}}}{\delta z_{i,j+\frac{1}{2}} 12\mu^t_{i,j+\frac{1}{2}}} \Delta x \Delta t F^t_{i,j} +$$

$$\frac{{h^t}^3_{i,j-\frac{1}{2}}}{\delta z_{i,j-\frac{1}{2}} 12\mu^t_{i,j-\frac{1}{2}}} \Delta x \Delta t F^t_{i,j} + \Delta x \Delta z (1 - F^t_{i,j})$$

$$\bullet\; B^t_{i,j} = -\frac{1}{2} u \left(h^t_{i+\frac{1}{2},j} - h^t_{i-\frac{1}{2},j} \right) \Delta z \Delta t - \left(h^t_{i,j} - h^{t-1}_{i,j} \right) \Delta x \Delta z - D^{t-1}_{i,j} \Delta x \Delta z (1 - F^t_{i,j})$$

L'équation discrétisée peut enfin être écrite comme suit :

$$D^t_{i,j} {a^t}_{i,j} = a^t_{1_{i,j+1}} D^t_{i,j+1} + a^t_{2_{i,j-1}} D^t_{i,j-1} + a^t_{3_{i+1,j}} D^t_{i+1,j} + a^t_{4_{i-1,j}} D^t_{i,j-1} + B^t_{i,j} \tag{A.6}$$

Ainsi, pour une résolution directe, et en tenant compte des termes de périodicité dans la géométrie joint visqueux, la matrice discrétisée est écrite comme suit :

$$A^t D^t = B^t \tag{A.7}$$

Où A^t est une matrice formée des matrices A^t_i.

$$A^t = \begin{pmatrix} A^t_1 & A3^t_2 & 0 & \cdots & 0 & A4^t_{n_x} \\ A4^t_1 & A^t_2 & A3^t_3 & 0 & \vdots & 0 \\ 0 & A4^t_2 & A^t_3 & \ddots & 0 & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & A3^t_{n_x-1} & 0 \\ 0 & \vdots & 0 & A4^t_{n_x-2} & A^t_{n_x-1} & A3^t_{n_x} \\ A3^t_1 & 0 & \dots & 0 & A4^t_{n_x-1} & A^t_{n_x} \end{pmatrix} \tag{A.8}$$

Où

$$A_i^t = \begin{pmatrix} a^t{}_{i,2} & -a_{1}{}_{i,3}^t & 0 & .. & 0 \\ -a_{2}{}_{i,2}^t & a^t{}_{i,3} & -a_{1}{}_{i,4}^t & 0 & \vdots \\ 0 & -a_{2}{}_{i,3}^t & a^t{}_{i,4} & \ddots & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & a_{1}{}_{1,n_y-1}^t \\ 0 & \dots & \dots & -a_{2}{}_{1,n_y-2}^t & a^t{}_{i,n_y-1} \end{pmatrix} \tag{A.9}$$

A_1^t et $A_{n_x}^t$ correspondent ici aux volumes de contrôle situés dans les zones périodiques du joint visqueux.

$$A3_i^t = \begin{pmatrix} -a_{3}{}_{i,2}^t & 0 & 0 & .. & 0 \\ 0 & -a_{3}{}_{i,3}^t & 0 & 0 & \vdots \\ 0 & 0 & -a_{3}{}_{i,4}^t & \ddots & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & -a_{3}{}_{i,n_y-1}^t \end{pmatrix} \tag{A.10}$$

Et

$$A4_i^t = \begin{pmatrix} -a_{4}{}_{i,2}^t & 0 & 0 & .. & 0 \\ 0 & -a_{4}{}_{i,3}^t & 0 & 0 & \vdots \\ 0 & 0 & -a_{4}{}_{i,4}^t & \ddots & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & -a_{4}{}_{i,n_y-1}^t \end{pmatrix} \tag{A.11}$$

$$D^t = \begin{pmatrix} D_1^t \\ D_2^t \\ \vdots \\ D_{n_x}^t \end{pmatrix} \tag{A.12}$$

Où

$$D_i^t = \begin{pmatrix} D_{i,2}^t \\ D_{i,3}^t \\ \vdots \\ D_{i,n_y-1}^t \end{pmatrix} \tag{A.13}$$

$$B^t = \begin{pmatrix} B_1^t \\ B_2^t \\ \vdots \\ B_{n_x}^t \end{pmatrix} \tag{A.14}$$

Avec

$$B_i^t = \begin{pmatrix} B_{i,2}^t + D_{i,1}^t . a_{1_{i,1}}^t \\ B_{i,3}^t \\ \vdots \\ B_{i,n_y-2}^t \\ B_{i,n_y-1}^t + D_{i,n_y}^t . a_{2_{i,n_y}}^t \end{pmatrix} \quad \text{(A.15)}$$

Annexe B

A.1 Modèles de turbulence à deux équations k-ε

Le modèle k-ε est le modèle le plus utilisé pour la modélisation de la turbulence. C'est un modèle à deux équations de transport proposé par Launder *et al.* (Launder , 1975) qui se base sur le concept Boussinesq (1877) (Celik, 1999) pour relier la tension turbulente aux gradients de vitesse moyens. Les contraintes de cisaillement sont donc redéfinies avec le modèle k-ε qui utilise la relation suivante :

$$-\overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad \text{(B.1)}$$

Où k l'énergie cinétique turbulente :

$$k = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} \quad \text{(B.2)}$$

et μ_t la viscosité turbulente donnée par :

$$\mu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{(B.3)}$$

Contrairement à la viscosité cinématique qui est une propriété intrinsèque du fluide, la viscosité turbulente est une propriété de l'écoulement.
C_μ est un paramètre du modèle k-ε qui est constant pour le modèle k-ε standard et le modèle RNG mais variable pour le modèle k-ε réalisable.

δ_{ij}, le symbole de Kronecker,

ε, Le taux de dissipation de k.

Les équations pour k et ε, ainsi que la relation A.1, constituent le modèle de turbulence k-ε.
Nous disposons dans Fluent de 3 modèles de la famille k-ε.

- **Le modèle *k-ε* standard :** Le modèle k-ε standard est le modèle le plus utilisé depuis son introduction par Jones et Launder (Launder, 1975). Des améliorations ont été apportées au modèle pour améliorer ses performances. Deux de ces variantes sont disponibles dans FLUENT: le modèle k RNG et le modèle k réalisable.

- **Le modèle *k-ε RNG*** (*ReNormalized Group*) : Yakhot et Orszag (Yakhot, 1986) ont mis au point une version plus récente du modèle k-ε. À l'aide de techniques appelées théorie des groupes de Re-normalisation, ils ont développé un nouveau modèle k-ε appelé modèle RNG (Re-Normalization Group). La principale différence entre les modèles RNG et k-ε standard réside dans l'expression de C_μ , Alors que le modèle k-ε standard est un modèle à nombre de Reynolds élevé, la théorie du RNG fournit une formule différentielle calculée analytiquement pour une viscosité effective qui prend en compte les effets de nombre de Reynolds faible. Ces caractéristiques rendent le modèle RNG k- ε plus précis et fiable pour une classe d'écoulement plus large que le modèle k-ε standard.

- **Le modèle *k-ε* réalizable :** Le modèle k-ε réalizable a été proposé dans (Bardina, 1997), le terme «réalizable» signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur la viscosité turbulente, compatibles avec la physique des écoulements turbulents. Par rapport à la version standard du modèle k-ε, le modèle k-ε réalizable fournit une meilleure prédiction des caractéristiques des couches limites dans des gradients de pression importants. Le modèle k-ε standard ne peut garantir ni la positivité de la viscosité turbulente $\overline{u^2{}_J} > 0$ (non realizable) ni l'inégalité de Schwartz $\left(\overline{u'_\iota u'_J}\right)^2 \leq \overline{u'^2_\iota u'^2_J}$. On peut écrire :

$$u'^2 = \frac{2}{3}k - 2C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}\frac{\partial u}{\partial x} \tag{B.4}$$

donc pour le modèle k-ε standard, la contrainte normale peut être négative pour un écoulement avec un taux de contrainte élevé :

$$\frac{k}{\varepsilon}\frac{\partial u}{\partial x} > \frac{1}{3}C_\mu = \frac{1}{3}0.09 = 3.7 \tag{B.5}$$

ce qui est bien sûr irréaliste.

Pour surmonter ce problème, le modèle k-ε réalizable rend le coefficient de viscosité, C_μ, dépendant de la vitesse moyenne et du champ de turbulence.

Étant donné que le modèle est encore relativement nouveau, on ne sait pas exactement dans quelles conditions le modèle k- ε réalisable est supérieur au modèle RNG. Cependant, des études ont montré que le modèle réalizable fournit de meilleures performances que toutes les versions du modèle k- ε pour des écoulements séparés et complexes (Ansys, 2014).

A.2. Equations de transport

L'introduction d'équations de transport permet de suivre l'évolution de certaines grandeurs caractéristiques de la turbulence.

L'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ε sont obtenus à partir des équations de transport suivantes :

$$\rho(\frac{\partial k}{\partial t}+\frac{\partial k}{\partial x_i}(ku_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}[(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k})\frac{\partial k}{\partial x_j}] + G_k + G_b - \rho\varepsilon + S_k \quad \text{(B.6)}$$

$$\rho(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\varepsilon u_i)) = \frac{\partial}{\partial x_j}[(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon})\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}] + C_{1\varepsilon}(G_k + C_{\varepsilon 3}G_b)\frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad \text{(B.7)}$$

P_k représente le terme de génération de l'énergie cinétique et la production de turbulence due au gradient de vitesse influencé par les forces visqueuses et éventuellement de gravité.

$$P_k = -\overline{v_i' v_j'}\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} \quad \text{(B.8)}$$

P_b : la génération de k due au décollement et des forces de volume.

$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$: constantes du modèle.

S_k, S_ε: termes sources définis par l'utilisateur.

σ_k,σ_ε: nombres de Prandtl turbulents associés à k et ε respectivement. C'est utile pour résoudre le problème de transfert de chaleur des écoulements turbulents.

G_k représente la génération d'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyens. Ce terme peut être défini comme suit :

$$G_k = -\rho\overline{u'_\iota u'_\jmath}\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad \text{(B.9)}$$

G_b est la génération d'énergie cinétique turbulente résultant de la flottabilité. C'est donné par :

$$G_b = \gamma g_i \frac{\mu_t}{Pr_t}\frac{\partial T}{\partial x_i} \quad \text{(B.10)}$$

Où Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent pour l'énergie et γ la dilatation thermique

$$\gamma = -\frac{1}{\rho}(\frac{\partial P}{\partial T})_p \quad \text{(B.11)}$$

Les coefficients de fermeture sont déterminés par calibrage avec des données expérimentales relatives aux écoulements turbulents fondamentaux, tels que l'écoulement sur une plaque plate.

La viscosité turbulente est donnée par

$$\mu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{(B.12)}$$

Les équations de transport pour le modèle RNG ont une forme similaire au modèle k-ε standard

$$\rho(\frac{\partial k}{\partial t}+\frac{\partial k}{\partial x_i}(ku_i)\ =\frac{\partial}{\partial x_j}[\alpha_k\mu_{eff}\frac{\partial k}{\partial x_j}]\ +G_k+\ G_b-\ \rho\varepsilon+S_k \quad \text{(B.13)}$$

$$\rho(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\varepsilon u_i))=\ \frac{\partial}{\partial x_j}[\alpha_k\mu_{eff}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}]+C_{1\varepsilon}(G_k+C_{\varepsilon 3}G_b)\frac{\varepsilon}{k}-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}+S_\varepsilon \quad \text{(B.14)}$$

Cependant, la viscosité turbulente est modélisée par l'équation différentielle :

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right)=1.72\frac{\hat{u}}{\sqrt{\hat{u}^3-1+u}}d\hat{u} \quad \text{(B.15)}$$

Avec

$$\mu_{eff}=\mu.\hat{u} \quad \text{(B.16)}$$

$$C_u\approx 100 \quad \text{(B.17)}$$

Les équations de transport modélisées pour k et ε dans le modèle k-ε réalisable sont

$$\rho(\frac{\partial k}{\partial t}+\frac{\partial k}{\partial x_i}(ku_i)\ =\frac{\partial}{\partial x_j}[(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k})\frac{\partial k}{\partial x_j}]\ +G_k+\ G_b-\ \rho\varepsilon+S_k \quad \text{(B.18)}$$

$$\rho\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\varepsilon u_i)\right) \quad \text{(B.19)}$$

$$=\ \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]+\rho C_1 S_\varepsilon-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k+\sqrt{\nu\varepsilon}}+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}C_{3\varepsilon}G_b+S_\varepsilon$$

Avec

$$C_1=\max\left[0.43,\frac{\eta}{\eta+5}\right] \quad \text{(B.20)}$$

Et

$$\eta=S\frac{k}{\varepsilon} \quad \text{(B.21)}$$

La différence entre le modèle k-ε réalisable et les modèles k-ε standard et RNG est que C_μ n'est plus constant. Il est calculé à partir de l'expression qui suit :

$$C_\mu=\frac{1}{A_0 A_s\frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad \text{(B.22)}$$

Avec

$$U^*\equiv\sqrt{S_{ij}S_{ij}+\widetilde{\Omega_{ij}}\widetilde{\Omega_{ij}}} \quad \text{(B.23)}$$

et

$$\Omega_{ij}=\overline{\Omega_{ij}}-\varepsilon_{ij}\omega_k \text{ et } \widetilde{\Omega_{ij}}=\Omega_{ij}-2\varepsilon_{ij}\omega_k \quad \text{(B.24)}$$

Avec $\overline{\Omega_{ij}}$ est la vitesse moyenne du tenseur de rotation vue dans un cadre de référence en rotation avec la vitesse angulaire ω_k. Les constantes du modèle A_0 et A_s sont données par

$$A_0 = 4.04, A_s = \sqrt{6}cos\phi \tag{B.25}$$

Avec

$$\phi = \frac{1}{3}cos^{-1}(\sqrt{6}W), \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}}, \quad S = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}) \tag{B.26}$$

Les constantes apparues avec ces 2 équations de transport sont prédéfinies dans le code Fluent. Elles constituent le premier élément sensible de cette méthode car elles ne sont pas forcément adaptées à tous les écoulements. Cependant il est important de souligner qu'elles ont été testées efficacement pour plusieurs structures d'écoulements. Leurs valeurs dans le modèle standard d'après les auteurs du modèle, Launder *et al.* (Launder 1975), et dans le modèle RNG et réalisable sont données dans le tableau A.1.

Tableau A.1. Les constantes des modèles *k*-ε

	C_μ	$C_{1\varepsilon}$	C_2	$C_{3\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
k-ε standard	0.09	1.44	1.92	0.7	1	1.3
k-ε RNG	0,0845	1,42	1,68	0.7	1	1,39
k-ε Réalisable	variable	1.44	1.9	0.7	1	1.2

A.3. Le modèle k- ω

Comme le modèle k-ε présenté dans la section précédente, le modèle k- ω is est également populaire et largement utilisé. Au fil des ans, ce modèle a subi de nombreux changements et améliorations. Le modèle k-ω est un modèle empirique dû à Wilcox (Wilcox, 1998) et basé sur les équations de transport du modèle pour l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation spécifique ω, qui peut également être considéré comme le rapport de ε à k. Et qui sont obtenus à partir des équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}\right) + G_k - Y_k + S_k \tag{B.27}$$

Et

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \tag{B.28}$$

G_k Représente la génération d'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyens,

G_ω Représente la génération de ω,

Y_k et Y_ω représentent respectivement la dissipation de k et ω dû à la turbulence,

Γ_k et Γ_ω représentent respectivement la diffusivité effective de k et ω.

Avec

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{ et } \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \tag{B.29}$$

σ_k, σ_ω: Nombres de Prandtl turbulents

La viscosité turbulente est exprimée comme suit

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \tag{B.30}$$

Le coefficient α^* atténue la viscosité turbulente entraînant une correction du faible nombre de Reynolds. Il est donné par

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k}\right) \tag{B.31}$$

Avec

$$Re_t = \frac{\rho k}{u\omega} \ ; \ R_k = 6 \ ; \ \alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3} \ ; \ \beta_i = 0.072 \tag{B.32}$$

À noter que la forme du model k-ε à grand nombre de Reynolds, $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$.

La production de k est définie comme suit

$$G_k = -\rho\overline{u'_i u'_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \tag{B.33}$$

Avec l'hypothèse de Boussinesq

$$G_k = \mu_t S^2 \tag{B.34}$$

Où S est le module du tenseur de vitesse de déformation moyen, défini par

$$S = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \tag{B.35}$$

La production de ω est définie par

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \tag{B.36}$$

Le coefficient α est donné par

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*}\left(\frac{\alpha_0 + Re_t/R_\omega}{1 + Re_t/R_\omega}\right) \tag{B.37}$$

Avec $R_k = 2.95.\alpha^*$

La dissipation de k est donnée par

$$Y_k = \rho\beta^* f_{\beta^*} k\omega \tag{B.38}$$

Où

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & \chi_k \leq 0 \\ \dfrac{1 + 680\,\chi_k^2}{1 + 400\chi_k^2} & \chi_k > 0 \end{cases} \tag{B.39}$$

Avec

$$\chi_k = \frac{1}{\omega^3}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{B.40}$$

Et

$$\beta^* = \beta_i^*[1 + \zeta^* F(M_t)] \tag{B.41}$$

$$\beta_i^* = \beta_\infty^* \left(\frac{\frac{4}{15} + (Re_t/R_\beta)^4}{1 + (Re_t/R_\beta)^4} \right) \tag{B.42}$$

$$\zeta^* = 1.5 \;\; ; \;\; R_\beta = 8 \;\; ; \;\; \beta_\infty^* = 0.09 \tag{B.43}$$

La dissipation de ω est donnée par

$$Y_\omega = \rho\beta f_\beta \omega^2 \tag{B.44}$$

Où

$$f_b = \frac{1 + 70\chi_\omega}{1 + 80\chi_\omega} \; ; \; \chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_\infty^* \omega)^3} \right| \;\; ; \;\; \Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{B.45}$$

Le tenseur du taux de déformation S_{ij}, est défini par

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \tag{B.46}$$

$$\beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \zeta^* F(M_t) \right] \tag{B.47}$$

La fonction de compressibilité, F est donnée par

$$F(M_t) = \begin{cases} 0 & M_t \le M_{t0} \\ M_t^2 - M_{t0}^2 & M_t > M_{t0} \end{cases} \tag{B.48}$$

Avec

$$M_t^2 = \frac{2k}{a^2} \qquad M_{t0} = 0.25 \qquad a = \sqrt{\gamma RT} \tag{B.49}$$

Les constantes du model sont :

$$\alpha_\infty^* = 1, \alpha_\infty = 0.52 \;\; , \alpha_0 = \frac{1}{9}, \beta_\infty^* = 0.09, \beta_i = 0.072, R_\beta = 8 \tag{B.50}$$

$$R_k = 6, \;\; R_\omega = 2.95, \zeta^* = 1.5, M_{t0} = 0.25, \sigma_k = 2.0, \sigma_\omega = 2.0 \tag{B.51}$$

Références

A

Alves MVC, Barbosa JRJr, Prata AT. Analytical solution of single screw extrusion applicable to intermediate values of screw channel aspect ratio, Journal of Food Engineering 2009; 92: 152-156. ANSYS Fluent Theory Guide. Release 15.0. 2013. 479-480.

Arghir M, Alsayed A, Nicolas D. The finite volume solution of the Reynolds equation of lubrication with film discontinuities. International Journal of Mechanical Sciences 2002; 44:2119-2132.

Arghir M, Roucou M, Helene M, Frene J. Theoretical analysis of the incompressible laminar flow in a macro-roughness cell. ASME J. Tribol 2003; 125: 309–318.

Asanuma T. Study on the Sealing Action by Viscous Fluid: The 2nd Report, On the Sealing-performances of a Screw-type Viscous Pump. Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers 1951; 17:126-130.

Azusa C. SNAP-8 Electrical generating system development program, National aeronautics and space administration Washington DC. november 1971.

B

Badie S, Hale CP, Lawrence CJ, Hewitt GF. Pressure gradient and holdup in horizontal two-phase gas-liquid flow with low liquid loading, Int. J. Multiphase Flow 2000; 20: 1525–1543.

Bardina JE, Huang PG, Coakley TJ. Turbulence Modeling Validation, Testing and Development NASA Technical Memorandum 110446. 1997.

Bonneau D, Hajjam M. Modélisation de la rupture et de la formation des films lubrifiants dans les contacts élastohydrodynamiques. Revue Européenne des Eléments Finis 2001; 10:679–704

Boon EF, Tal SE. Hydrodynamische Dichtung fur rotierende Wellen. Chemie-Ing-Tech 1959; 3:202-12.

Bouard L, Fillon M, Frêne J. Comparison between three turbulent models-Application to thermohydrodynamic performances of tilting-pad journal bearings. Tribol Int 1996; 29: 11–8.

Bowman CF. The design and construction of a visco seal test facility. Mechanical and aerospace engineering research report ME 66-587-6. 1966. Tennessee.

Brackbill JU, Kothe DB, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension. J. Comput. Phys 1992; 100 (2): 335-354.

Brunetière N. A modified turbulence model for low Reynolds number: application to hydrostatic seals. J Tribol 2005;127:130-40.

C

Celik IB. Introductory Turbulence Modeling, West Virginia University Mechanical & Aerospace Engineering Dept. 1999 33-35.

Constantinescu VN, Pan CHT, Sammley AJ, Vohr JH. Lubrication phenomena in a film of low kinetic viscosity. Rev Roum Sc Tech Mech Appl 1970; 15(2):479–502.

Constantinescu VN. Basic relationships in turbulent lubrication and bearings extension to include thermal effects. Trans ASME J Lubr Tech 1973; 95(2):147–54.

Constantinescu VN, Galetuse S. Operating characteristics of journal bearings in the transition region. Second Leeds-Lyon Symposium, September 1975; 17-19

Childs DW, Nolan SA, Kilgore JJ. Test results for turbulent annular seals, using smooth rotors and helically grooved stators. Journal of Tribology 1990; 112:254-258.

Chow C Y, Vohr J H. Helical-grooved journal bearing operated in turbulent regime. ASME, series F, J. Lub Techn 1970; 92:346-358.

D

Dai RX, Dong Q, Szeri AZ. Approximations in hydrodynamic lubrication. Journal of Tribology 1992; 114: 14–25.

Denner F, Van der Heul D, Oud G, Villar M, da Silveira Neto A, Van Wachem B. Comparative study of mass-conserving interface capturing frameworks for two-phase flows with surface tension. Int. J. Multiph. Flow 2014; 61:37-47.

Dobrica MB, Fillon M. Thermohydrodynamic behavior of a slider pocket bearing. ASME J. Tribol 2006; 128 :312–318.

Dobrica MB, Fillon M. Reynolds model suitability in simulating Rayleigh step bearing. Tribol. Trans 2005; 48:522-530.

Dobrica MB, Fillon M. About the validity of Reynolds equation and inertia effects in textured sliders of infinite width. Proc Inst Mech Eng Part J J Eng Tribol 2009; 223: 69–78.

F

Fatu A, Hajjam M, Bonneau D. Analysis of non-Newtonian and piezoviscous effects in dynamically loaded connecting-rod bearings. Proc. Inst. Mech. Eng. Part J: J. Eng 2005; 219:209–224.

Fatu A, Hajjam M, Bonneau D. An EHD model to predict the interdependent behaviour of two dynamically loaded hybrid journal bearings. ASME J. Tribol 2005; 127: 416–424.

Fatu A, Hajjam M, Bonneau D. A new model of thermoelastohydrodynamic lubrication in dynamically loaded journal bearings. ASME J Tribol 2006; 128:85–95

Frêne J, Nicolas D, Degueurce B, Berthe D, Godet M. Lubrification Hydrodynamique - Paliers et Butées. Ed Eyrolles, Fr 1990, p 382 [ISSN 0399-4198].

G

Kanki K, Kawakami T. Experimental study on the static and dynamic characteristics of screw Grooved seals. Rotating Mach Dyn 1987; 1:273–8.

Gherca A, Fatu A, Hajjam M, Maspeyrot P. Effects of surface texturing in steady-state and transient flow conditions: Two-dimensional numerical simulation using a mass-conserving cavitation model. Proc. Inst. Mech. Eng. Part J: J. Eng. Tribol 2014; 229: 505–522.

H

Hajjam M, Bonneau D. A transient finite element cavitation algorithm with application to radial lip seals. Tribol. Int 2007; 40:1258–1269.

Hendricks RC, Steinetz BM, Braun MJ. Turbomachine sealing and secondary flows Part 1- Review of sealing performance, customer, engine designer, and research issues, National Aeronautics and Space Administration, Glenn Research Center, Cleveland, Ohio 44135, 2004.

Hirt CW, Nichols BD. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. J Comput Phys 1981;39:201-25

K

Ketola HN, McGrew JM. Turbulent Operation of the Viscoseal, ASLE Transaction, 1967; 10:256-272.

Khonsari MM, Booser ER. Applied Tribology Bearing Design and Lubrication, John Wiley & Sons, Ltd, 2008, ISBN 978-0-470-05711-7

King AE. Screw type Shaft Seals for Potassium Lubricated Generators. IEEE Trans. on Aerospace, 1965 AS-3:471-479.

Kumar A, Booker JF. A finite element cavitation algorithm. ASME J. Tribol 1991; 113:276–284.

L

Lakatos I. History of Science and Its Rational Reconstructions. PSA: Proceedings of the Biennial Meeting of the Philosophy of Science Association, 1970.

Launder BE, Reece GJ, Rodi W. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. J. of Fluid Mechanics, 1975;68:537–566.

Lessley L. SNAP-8 Seals-to space development test program, vol 1 Viscopump, Report to national aeronautics and space administration contract no. nas 5-417. NASA - Lewis Research Center. May 1965.

Lopez RJG, Quinta-Ferreira RM. Volume of Fluid based model for multiphase flow in high-pressure Trickle-Bed reactor: optimization of numerical parameters 2009. AIChE J 2009; 55:2920-2933.

Ludwig LP, Strom TN, Allen GP. Experimental study of end effect and pressure patterns in helical groove fluid film seal. NASA Technical Note, TN D-3096 Lewis Research Center, Cleveland, OH. 1965.

Luttrull LH. Study of convective inertia effects and methods of controlling gas ingestion in large diameter viscoseals. University of Tennessee, Research Report NGR-43-001-003; 1970.

Luwrence PL, Thomus N. Strom,and Robert L. Johnson. Experimental study of pump and seal characteristics of helical groove geometry incorporated in a combined bearing and pump. national aeronautics and space administration, Washington D.C. May 1969.

M

Mallinson G, De Vahl Davis G. The method of the false transient for the solution of coupled elliptic equations. J Computational Phys 1973; 12:435-461.

Marschik C, Roland W, Miethlinger J. A Network-Theory-Based Comparative Study of Melt-Conveying Models in Single-Screw Extrusion: A. Isothermal Flow, Polymers 2018; 10:929.

McGrew JM, McHugh JD. Analysis and test of the screw seal in laminar and turbulent Operation. Journal of Basic Engineering, Trans. ASME, Series D, 1965; 87:153-162.

Mosekilde C, Moskilde L. Complexity, Chaos, and Biological Evolution, The Ultradian Clock: Timekeeping for Intracellular Dynamics, Plenum Press. New York, USA. 1991; p 51.

Muzaferija S, Peric M. Computation of free-surface flows using the finite-volume method and moving grids. Num. Heat Transfer, part B 1997; 32:369-384.

N

NG CW, Pan CHT. A linearized turbulent lubrication theory. ASME J. Basic eng 1965; 87:675-682.

P

Pape JG, Vrakking WJ. Viscoseal pressure generation and friction loss under turbulent conditions. ASLE Trans 1968; 11:310-320.

Park I, Kim K, Kim J. A volume-of-fluid method for incompressible free surface flows. Int. J. Numer. Methods Fluids 2009; 61:1331-1362.

Petrov NP. Friction in Machines and the Effect of the Lubricant. Inzh. Zh. st. Peeersburg (1883); 1: 71-140; 2: 227-279; 3: 377-463; 4:535-564.

R

Ramshaw JD, Trapp JA. A numerical technique for low-speed homogeneous two-phase ow with sharp interface. Journal of Computational Physics 1976; 21:438-453.

Rauwendaal C, Osswald TA, Tellez G, Gramann PG. Flow Analysis in Screw Extruders–Effect of Kinematic Conditions, Intern. Polymer Processing XIII 1998; 4:327-333.

Reynolds O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the Criterion. Proc. R. Soc. Lond. 1894; 56: 40-45.

Reynolds, O. On the theory of lubrication and its application to Mr. Tower's experiments. Philos. Trans. Roy. Soc 1886; 177:159–209.

Rorres C. The turn of the screw: optimal design of an Archimedes screw. Journal of Hydraulic Engineering 2000; 126:72-80.

Rowell, H. S, Finlayson, D. Screw viscosity pumps. Engineering 1922; 114, 606-7.

S

Saffman PG. Problems and progress in the theory of turbulence. Structure and mechanics of turbulence, II. Lecture notes in physics, Springer 1978; 76: 274–306.

Sahlin F, Glavatskih F, Almqvist TR, Larsson R. Two-dimensional CFD-analysis of micro-patterned surfaces in hydrodynamic lubrication. J. Tribol 2005; 127:96–102.

Shi F, Paranjpe R. An implicit finite element cavitation algorithm. Comput. Model. Eng. Sci, 2002; 3:507-15.

Souchet D. Comportement Thermohydrodynamique des butées a patins oscillants en régime luminaire et turbulent, thèse présenté à Université de Poitiers, 1991.

Souchet D, Jarray M, Fatu A. Performance characteristics of viscoseals in laminar and turbulent flow regimes. Tribology International, 2017; 114, 152-160.

Speziale CG. On nonlinear K–l and K–e models of turbulence. Journal of Fluid Mechanics, 1987; 178:459–475.

Stair WK. Analysis of the viscoseal Part 1, the concentric laminar case. Mechanical and aerospace engineering research report ME 65-587-2. Tennessee: University of Tennessee; 1965.

Stair WK, Fisher Jr CF, Luttrull LH. Further experiments on the turbulent viscoseal. ASLE Trans 1970; 13:311–7.

Stair WK, Hale RH. Analysis of the viscoseal Part 2- the concentric turbulent case. Mechanical and Aerospace Engineering, University of Tennessee, Research Report ME 66-587-7; 1966.

T

Targaoui M, Souchet D, Bouyahia F. On the hydrodynamic sealing in lubricated viscoseal. Tribol Trans 2015; 58:527–36.

Towers B. First report on friction experiments, *Proc. IMechE*, 1883; 34:632–659.

U

Ubbink O, Issa RI. A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes. J. Comput. Phys 1999; 153:26-50.

W

Waclawczyk T, Koronowicz T. Comparison of CICSAM and HRIC high-resolution schemes for interface capturing. J. Theor. Appl. Mech 2008; 46: 325-345.

Walters DK, Wolgemuth NM. A New Interface-Capturing discretization scheme for numerical solution of the volume fraction equation in two-phase flows. International Journal for Numerical Methods in Fluids 2009; 60:893-918.

Watson C, Wood H. Optimising a helical groove seal using computational fluid dynamics, Sealing Technology, 2017a; 11:5-9.

Watson C, Wood H. Optimizing a helical groove seal with grooves on both the rotor and stator surfaces, ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, GT 2017b.

Wilcox DC. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc. La Canada, California. 1998.

Y

Yakhot V, Orszag S. Renormalization group analysis of turbulence: I. basic theory. J.of Scienti?c Computing, 1986; 1:3-51.

Youngs DL. Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. In: Morton KW, Baines MJ, editors. Numerical methods for fluid dynamics. New York: American Press; 1982. p. 273–486.

Z

Zhang M, Wang X, Xu S, Yin S. Leakage characteristic of helical groove seal designed in reactor coolant pump. Int J Rotating Mach 2012; 2012:1-8.