Propriétés de transfert d'un contact métallique : application à l'étanchéité interne de robinetterie industrielle

Julien Bourniquel

▶ **To cite this version:**

Julien Bourniquel. Propriétés de transfert d'un contact métallique : application à l'étanchéité interne de robinetterie industrielle. Mécanique [physics]. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0551 . tel-01508524

HAL Id: tel-01508524
https://theses.hal.science/tel-01508524

Submitted on 14 Apr 2017

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

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

université de BORDEAUX

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Julien BOURNIQUEL**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : MÉCANIQUE

Propriétés de transfert d'un contact métallique : Application a l'etanchéite interne de robinetterie industrielle

---

Directeur de thèse : Didier LASSEUX

Date de soutenance : 3 mars 2017

Devant la commission d'examen composée de :

Jean-Paul Caltagirone	Professeur, Université de Bordeaux, I2M	Président
Geneviève Inglebert ..	Professeure, SUPMECA, LISMMA	Examinatrice
Didier Lasseux	Chargé de Recherche, CNRS, I2M	Directeur de thèse
Marc Prat	Directeur de Recherche, CNRS, IMFT ..	Rapporteur
Jean-François Rit	Ingénieur de Recherche, EDF R&D	Examinateur
Hassan Zahouani	Professeur, ENISE, LTDS	Rapporteur

– 2017 –

Titre Propriétés de transfert d'un contact métallique : Application à l'étanchéité interne de robinetterie industrielle

Résumé Dans une centrale nucléaire de la filière des réacteurs à eau sous pression, le transfert d'énergie de la fission des atomes d'uranium 235 vers l'alternateur produisant alors l'énergie électrique se fait par l'intermédiaire de différents circuits d'eau. Le contexte de cette thèse est celui du circuit primaire qui voit circuler une eau liquide aux conditions de température et de pression les plus sévères de la centrale (155 bar, 300 °C). Plus précisément, l'intérêt est porté sur les appareils de robinetterie qui permettent de réguler ou de sectionner les débits dans ce circuit d'eau ainsi que les différents circuits auxiliaires qui lui sont associés. La fonction de sectionnement de débit est assurée par un contact métallique. Une modélisation est mise en place durant cette thèse afin de relier la fuite d'étanchéité au travers de la liaison métallique à un éventuel défaut pouvant être présent sur la portée d'étanchéité du siège. Pour ce faire, une démarche associant simulation et expérience est adoptée. Le modèle numérique permet de simuler le contact siège/opercule puis l'écoulement au travers de la géométrie interstitielle en résolvant respectivement les équations de la mécanique des milieux solides avec code_aster puis les équations de Reynolds avec un schéma numérique original basé sur la méthode des éléments de frontière. La démarche expérimentale permet alors de vérifier la qualité de la simulation entreprise. Elle comporte la fabrication d'éprouvettes d'étanchéité avec des défauts contrôlés puis une mesure de la fuite par différents moyens d'essais. Les résultats obtenus, qui sont discutés, montrent une prédiction correcte lorsque l'effort d'appui reste suffisamment faible et une surestimation de la fuite à plus fort serrage.

Mots-clés Etanchéité métal métal, Modèle d'écoulement de Reynolds, Méthode des éléments de frontière

Title Transfer properties of a metal contact : Application to internal sealing of industrial valves

Abstract In a nuclear power plant from pressurized water reactor technology, the transfer of energy from fission of uranium 235 atom to the alternator producing electricity is performed through different water circuits. The context of this work is the primary circuit of the power plant where there is severe conditions of temperature and pressure (155 bar, 300 °C). More precisely, this work is about the industrial valves which allow to regulate or interrupt the water flow in the water circuit or the auxiliary associated circuits. The interruption function is ensured by a metal-to-metal contact. In this work a model is derived and solved in order to relate the sealing leak-rate through the metal contact to a possible defect present on the surface. To accomplish this task, a coupled experimental and numerical approach is adopted. The numerical model allows to compute the contact between the plug and the seat and then the water flow through the remaining aperture field. This is performed by solving the equations of solid continuum mechanics with code_aster and the Reynolds equations with an original scheme based on the boundary element method. The experimental work allows to check the relevance of the model. It consists in the manufacture of a sample seat holding a controlled defect and then a leak-rate measurement carried out with two different apparatus. Predictions of the leak-rate reveal to be in good agreement with that obtained experimentally at low clamping forces and overestimate the leakage for larger ones.

Keywords Metal-to-metal sealing, Reynolds flow, Boundary element method

Laboratoire d'accueil
Institut de Mécanique et d'Ingénierie -
Département TREFLE
Esplanade des Arts et Métiers
33400 TALENCE

Entreprise d'accueil
EDF R&D -
Département Matériaux et Mécanique des Composants
Avenue des Renardières
77818 Moret Loing et Orvanne

Remerciements

Après ces trois années passées sur ce travail de thèse, il est venu le temps de remercier l'ensemble des personnes qui ont permis que celles-ci se déroulent dans les meilleures conditions et avec succès à l'issue.

Tout d'abord, je souhaite vivement remercier les personnes qui ont accepté de faire partie de mon jury. M. Caltagirone, président du jury, Messieurs Prat et Zahouani qui ont accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit et Mme Inglebert, examinatrice. Merci à vous d'avoir porté une attention toute particulière à mon travail.

Ensuite, j'aimerais adresser mes remerciements à mon équipe d'encadrement. Tout d'abord, Didier, mon directeur de thèse qui, malgré la distance entre Moret-sur-Loing et Bordeaux, a toujours été en mesure de m'apporter son expertise et rigueur scientifique au travers de conseils toujours très formateurs. Enfin, Jean-François, qui a su me guider dans l'accomplissement de ma tâche au sein d'EDF R&D, grâce à toi j'ai pu découvrir comment gérer un projet de thèse au sein d'un environnement industriel. J'espère que ma carrière professionnelle restera imprégnée de tes méthodes de travail.

Mes autres remerciements s'adressent à l'ensemble de mes collègues au sein du département MMC d'EDF R&D. Merci à Nicolas Rupin, chef de groupe T24 de m'avoir accueilli en tant que doctorant dans ce même groupe. Merci à l'ensemble de l'équipe robinetterie dans laquelle j'ai eu l'occasion d'appréhender le contexte industriel de ma thèse de la meilleure façon possible. Ainsi, merci aux deux chefs de projet que j'ai connu au cours de mes trois ans : Jean-Philippe Mathieu et Jérôme Ferrari. J'en viens ensuite aux personnes qui m'ont aidé à réaliser mes essais, Laurent Aumond, Christophe Teygeman et Angel Cipolla. Merci à vous d'avoir été disponibles lorsqu'il le fallait. Vous avez été des acteurs primordiaux dans cette thèse.

Les autres personnes que je veux remercier sont les collègues avec lesquels j'ai passé de bons moments, notamment lors de la pause méridienne et des binouzes du douze : Adrien, Gaëlle, Laurine, Arina, Gilles, Rémi, Jean-Christophe et Didier. Merci à vous ! Les deux autres personnes auxquelles je veux adresser toute ma sympathie sont Géraud et Sébastien, merci les gars puis on se revoit bientôt sur Lyon.

Je n'oublie pas non plus les assistantes, Chavéli et Lydie en particulier qui ont toujours été là pour me guider dans la machinerie d'EDF.

Je ne peux pas continuer ce paragraphe des remerciements sans parler du club de coureurs de folie. Je cite : Abel, Luc et Ronan ! Terminé pour moi les courses entre

midi et deux avec vous, mais je sais que l'on va se revoir très vite !

Je voudrais par l'intermédiaire de ce paragraphe adresser également mes remerciements et encouragements aux autres doctorants des Renardières : Marylou, Benjamin, Baptiste, BP et PE la folle équipe du MAI ! Je n'oublie pas non plus Adèle, Kévin, Matthieu, Jean-Luc, Amina, Maoyan et enfin Qiwei, mon fidèle voisin de bureau !

Enfin je vais terminer avec la bande de guindouls qui a fait le déplacement pour la soutenance depuis les lointaines contrées du Sud pour la plupart. Lise, Théo, Nathalie, David, Mel, (je suis devenu docteur le jour de ton anniversaire !), Sarah, Adri, Marine, David, Benoît, Joris, Anthony, Selma et Jul. Je suis très heureux d'avoir arrosé ma thèse avec vous et j'ai déjà hâte des événements qui vont suivre ! Les autres personnes que je veux remercier sont bien sûr Laurie et Wen, que j'ai rencontrées en tant que doctorantes à EDF et qui sont ensuite devenues docteures mais surtout de grandes amies. Merci les filles de m'avoir aidé pour le pot notamment mais aussi pour un peu tout au cours de ces trois années.

Je vais terminer en remerciant ma famille. Maman, Papa, Laurie et Anthony. Merci à vous de m'accompagner depuis toutes ces années, c'est grâce à vous que j'en suis arrivé là ! Et enfin, merci à Paula, tu as été présente lors du moment le plus difficile de tout ça. J'espère que tout cela durera.

Table des matières

Table des matières ix

Table des figures xiii

Introduction 1

1 Etat de l'art 7

1.1 Description des états de surface 7

1.1.1 Aspect multi-échelle de l'état de surface 7

1.1.2 Défaut de planéité et hétérogénéité du contact 8

1.1.3 Moyens de mesure 9

1.2 Modélisation du contact mécanique entre surfaces ondulées 11

1.3 Modélisation de l'écoulement fluide 13

1.3.1 Equations de Navier-Stokes 13

1.3.2 Simplifications 14

1.3.3 Equation moyennée 18

1.3.4 Méthodes de résolution 24

1.4 Approche expérimentale de l'étanchéité métal/métal 24

1.5 Conclusion 25

2 Réalisation d'expériences d'étanchéité 27

2.1 Réalisation de défauts d'ondulation contrôlés 27

2.1.1 Méthodologie : procédé basé sur le retour élastique 27

2.1.2 Vérification de la faisabilité par simulation 30

2.1.3 Fabrication 34

2.2 Dispositif expérimental DIMITRI 37

2.2.1 Principe : asservissement d'un débit volumétrique 37

2.2.2 Mise en contact et effet de fond 40

2.2.3 Exemple de fonctionnement . . . 40
2.2.4 Mesure de la transmissivité . . . 42
2.3 Dispositif expérimental du TREFLE . . . 43
2.3.1 Principe . . . 43
2.3.2 Mise en contact . . . 43
2.3.3 Validation de la procédure . . . 45
2.4 Calcul d'incertitude sur la transmissivité . . . 45
2.5 Mesures de transmissivité . . . 48
2.5.1 Présentation des éprouvettes réalisées . . . 48
2.5.2 Résultats de mesure . . . 49
2.5.3 Répétabilité et effet de cyclage ou de charge/décharge . . . 50
2.6 Conclusion . . . 51

3 Modélisation numérique 53
3.1 Relevé topographique des défauts de surface . . . 53
3.1.1 Microscopie confocale . . . 53
3.1.2 Mesure d'un défaut d'ondulation . . . 54
3.2 Synthèse modale d'un défaut ondulé . . . 55
3.2.1 Décomposition modale des défauts . . . 55
3.2.2 Synthèse d'un défaut ondulé mesuré . . . 58
3.3 Simulation du contact . . . 59
3.3.1 Modèle géométrique . . . 59
3.3.2 Simulation avec code_aster . . . 61
3.4 Simulation de l'écoulement . . . 64
3.4.1 Equations de Reynolds . . . 64
3.4.2 Méthode des éléments de frontière . . . 68
3.4.3 Calcul de la transmissivité . . . 72
3.5 Validation . . . 73
3.5.1 Calcul d'écoulement . . . 73
3.5.2 Calcul de contact . . . 77
3.6 Conclusion . . . 79

4 Confrontation des résultats numériques et expérimentaux **81**
4.1 Confrontation directe 81
4.1.1 Modélisation géométrique 81
4.1.2 Comparaison expérience vs simulation 83
4.2 Analyse des hypothèses du modèle 85
4.2.1 Vérification de la planéité des surfaces 85
4.2.2 Hypothèse de rigidité de l'antagoniste 90
4.2.3 Influence de la loi de comportement du revêtement dur 92
4.3 Prise en compte du caractère anisotrope des surfaces dans le calcul d'écoulement 93
4.3.1 Stries surfaciques 93
4.3.2 Equations de Reynolds en millieu anisotrope et hétérogène . . 94
4.3.3 Adaptation de la méthode des éléments de frontière 98
4.3.4 Calcul de l'anisotropie locale 99
4.3.5 Résultats 100
4.4 Conclusion 103

Conclusion et perspectives **105**

Bibliographie **109**

A Plan de l'ébauche d'éprouvette **113**

B Plan et photographies du banc DIMITRI **115**

C Interpolation bilinéaire **119**

D Calcul des intégrales H_{ij} et G_{ij} **121**

E Influence de la hauteur de virole sur la transmissivité **123**

F Relation entre les dérivées normales **127**

Table des figures

1 Plan d'un robinet à clapet 1
2 Ecoulement de fuite interstitiel 3
3 Défaut d'ondulation sur la portée d'étanchéité d'un robinet à soupape (Mathieu *et al.* [2010]) 3
4 Schéma du cas d'étude 4
5 Stratégie d'approche 4

1.1 Défaut d'ondulation (à gauche) et état de surface strié (à droite) (altitude par rapport au plan moyen en μm) 8
1.2 Ecoulement au travers d'un contact annulaire plan/plan (a) : contact partiel à faible effort de serrage (fuite pilotée par l'ondulation), (b) : contact global à effort de contact élevé (fuite pilotée par la rugosité) 9
1.3 Hétérogénéité du contact à l'échelle de la portée (Durand [2012]) . . 10
1.4 Mesure d'un défaut d'ondulation par palpage mécanique (Vallet [2008]) 11
1.5 Contact de Hertz entre une sphère et un plan 11
1.6 Ondulation bisinusoïdale (Yastrebov *et al.* [2014]) 13
1.7 Hypothèse du champ d'ouverture à faible variation de hauteur 16
1.8 Ecoulement de Reynolds 16
1.9 Portée d'étanchéité et zones de contact 17
1.10 Portée d'étanchéité 19
1.11 Surface élémentaire 19
1.12 Représentation de la hauteur de passage équivalente 23
1.13 Représentation de la fuite au travers de la liaison étanche annulaire plan/plan dont l'ouverture équivalente est $h_{r,eq}$ 23
1.14 Banc d'essai de mesure de transmissivité (Vallet [2008]) 25

2.1 Procédé de fabrication d'une éprouvette à défaut contrôlé : (a) : ébauche prise dans les 3 mors, (b) : ébauche 28
2.2 Etapes de fabrication : (b) : serrage, (c) : dressage, (d) : rodage, (e) : relâchement, (f) : découpe 28

2.3 Plusieurs vues du modèle géométrique d'un sixième de l'ébauche et conditions aux limites appliquées 30
2.4 Etapes de la simulation du procédé de fabrication 31
2.5 Déformation plastique cumulée sur l'ensemble de la structure à l'issue de l'étape de relâchement 31
2.6 Maillage de l'ébauche complète et maillage de la partie supérieure utilisé pour réaliser la simulation de la découpe par projection des champs 32
2.7 Contraintes de Von Mises lors de la simulation de la découpe : (a) : état initial (b) : état final après relaxation (projection des champs de contraintes et déplacements dans le maillage de la partie supérieure) 33
2.8 Calcul de l'ondulation 33
2.9 Défaut d'ondulation obtenu 33
2.10 Ebauche placée dans le mandrin trois mors et comparateur de déplacement 34
2.11 Défaut d'inclinaison 35
2.12 Mesure de la déformée avec le comparateur 36
2.13 Virole ondulée obtenue à l'issue de la découpe 36
2.14 Schéma de principe de l'expérience de mesure du débit de fuite . . . 37
2.15 Vitesse des pistons en fonction du temps sur un cycle 39
2.16 Position des pistons en fonction du temps sur un cycle 39
2.17 Effet de fond dans l'enceinte 41
2.18 Asservissement d'un débit de $700mm^3/s$ 41
2.19 Courbes débit-pression pour différents efforts d'appui 42
2.20 Schéma de l'expérience de fuite avec une pompe volumétrique 44
2.21 Banc d'essais mis au point au TREFLE 44
2.22 Vue en coupe de la cellule de fuite du dispositif TREFLE 45
2.23 Mesure de la masse d'eau issue de la fuite 46
2.24 Altitudes par rapport au plan moyen des surfaces des éprouvettes alpha (a), beta (b) et delta (c) (en μm) 48
2.25 Transmissivités mesurées pour les éprouvettes alpha, beta et delta . . 49
2.26 Répétabilité de la mesure de transmissivité pour l'éprouvette alpha . 50
2.27 Comparaison de mesure de la transmissivité entre les bancs DIMITRI et TREFLE pour les éprouvettes alpha (a) et beta (b) 51

3.1 Parcours du point d'acquisition 54
3.2 Résultat d'acquisition de champ d'altitude après soustraction de l'inclinaison (éprouvette alpha) 54

3.3 Maillage de la surface annulaire 56
3.4 Modes de déformation vibratoire de l'anneau 57
3.5 Grilles cartésiennes et polaires 58
3.6 Lissage modal du défaut interpolé 59
3.7 Modèle géométrique de l'éprouvette d'étanchéité 59
3.8 Liaison rotule de l'antagoniste 60
3.9 Redressement du défaut d'ondulation 61
3.10 Assemblage constituant le modèle de contact et conditions aux limites 62
3.11 Pression de contact calculée sur les faces supérieures (a) et inférieures (b) pour un pas d'enfoncement de $20\mu m$ (lors de la charge) 62
3.12 Calcul de la pression de contact apparente par intégration de la pression de contact sur les faces supérieures/inférieures 63
3.13 Champ interstitiel obtenu pour un pas d'enfoncement de $20\mu m$ (lors de la charge) 64
3.14 Profil des vitesses parabolique le long de l'interstice 65
3.15 Equations de Reynolds sur la portée d'étanchéité 65
3.16 Discrétisation du champ d'ouverture 66
3.17 Champ de transmissivité discrétisé 66
3.18 Equation de Reynolds entre deux régions de transmissivités différentes 67
3.19 Domaine Ω et frontières sur lesquelles sont considérées des conditions aux limites de Dirichlet ou de Neumann 68
3.20 Calcul de l'écoulement interstitiel 70
3.21 Sous-domaines affectés d'une transmissivité locale k_i (en μm^3) 72
3.22 Carte de la norme des débits sur l'anneau de contact 72
3.23 Courbe de transmissivité globale en fonction de la pression apparente de contact 73
3.24 Discrétisation d'un sous-domaine de la portée 74
3.25 Transmissivités locales disposées en parallèle 74
3.26 Résultats obtenus pour le cas en parallèle 75
3.27 Transmissivités locales disposées en série 76
3.28 Résultats obtenus pour le cas en série 76
3.29 Modélisation avec plusieurs raffinements 77
3.30 Calcul de la pression de contact apparente 77
3.31 Calcul de la transmissivité 78

4.1 Altitude par rapport au plan moyen des défauts d'ondulation des éprouvettes alpha (a), beta (b) et delta (c) (en μm) (après lissage) . 82

4.2 Transmissivité K en fonction de la pression de contact apparente, Pca. Eprouvette alpha . . . 83
4.3 Transmissivité K en fonction de la pression de contact apparente, Pca. Eprouvette beta . . . 84
4.4 Transmissivité K en fonction de la pression de contact apparente, Pca. Eprouvette delta . . . 84
4.5 Assemblage virole-antagoniste-porte éprouvette. Un défaut peut exister sur la surface inférieure de la virole en contact avec le porte éprouvette . . . 85
4.6 Carte des altitudes relativement au plan moyen. Eprouvette alpha : (a) : face supérieure, (b) : face inférieure . . . 86
4.7 Carte des altitudes relativement au plan moyen. Eprouvette beta : (a) : face supérieure, (b) : face inférieure . . . 86
4.8 Carte des altitudes relativement au plan moyen. Eprouvette delta : (a) : face supérieure, (b) : face inférieure . . . 87
4.9 Face du porte-éprouvette en contact avec la virole . . . 87
4.10 Transmissivité calculée avec ou sans prise en compte du défaut sur la face inférieure de l'éprouvette et confrontation aux résultats expérimentaux. Eprouvette alpha . . . 88
4.11 Transmissivité calculée avec ou sans prise en compte du défaut sur la face inférieure de l'éprouvette et confrontation aux résultats expérimentaux. Eprouvette beta . . . 89
4.12 Transmissivité calculée avec ou sans prise en compte du défaut sur la face inférieure de l'éprouvette et confrontation aux résultats expérimentaux. Eprouvette delta . . . 89
4.13 Défauts en phase (a) et en opposition de phase (b) . . . 90
4.14 Résultats de transmissivité en considérant des défauts d'ondulation en phase et opposition de phase . . . 91
4.15 Champs d'ouverture obtenus pour une même pression de contact apparente ($60MPa$). (a) : défauts en phase, (b) : défauts en opposition de phase . . . 91
4.16 Transmissivité estimée en utilisant un modèle d'antagoniste indéformable ou purement élastique en fonction de Pca et confrontation aux résultats expérimentaux . . . 92
4.17 Modélisation avec diminution du module de Young du revêtement . . . 93
4.18 Schéma de présentation . . . 94
4.19 Etat strié et anisotropie induite . . . 95
4.20 Configuration anisotrope et hétérogène . . . 95
4.21 Domaine physique et domaine transformé . . . 99

4.22 Champ d'altitude en μm(par rapport au plan moyen) sur une portion de la surface de l'éprouvette beta : mise en évidence de l'état de surface strié 100
4.23 Cellule utilisée pour le calcul local de $K_{rr}(x, y)$ par une résolution des équations de Stokes 100
4.24 Transmissivité du contact estimée avec et sans la prise en compte du caractère anisotrope de la transmissivité locale liée à la rugosité. Confrontation avec les données expérimentales. Eprouvette alpha . . 101
4.25 Transmissivité du contact estimée avec et sans la prise en compte du caractère anisotrope de la transmissivité locale liée à la rugosité. Confrontation avec les données expérimentales. Eprouvette beta . . . 102
4.26 Transmissivité du contact estimée avec et sans la prise en compte du caractère anisotrope de la transmissivité locale liée à la rugosité. Confrontation avec les données expérimentales. Eprouvette delta . . 102

A.1 Plan de l'ébauche d'éprouvette 113

B.1 Schéma complet de fonctionnement du banc d'essais DIMITRI . . . 116
B.2 Cloche de fermeture 117
B.3 Pistons plongeurs 117

C.1 Configuration 119

D.1 Boundary elements and parametrization for the calculation of integrals G_{ij} and H_{ij} 121

E.1 Géométrie de la virole et hauteur 123
E.2 Défaut d'ondulation de la face supérieure de la virole alpha 124
E.3 Courbes de transmissivité simulées sur différentes hauteurs de virole 124

Introduction

Contexte industriel

Le rôle d'une centrale nucléaire est de convertir l'énergie provenant de la fission d'atomes d'uranium en énergie électrique. Cette conversion d'énergie est effectuée par l'intermédiaire de circuits thermohydrauliques.

La circulation des fluides dans ces circuits est contrôlée par un ensemble de robinets dont les étanchéités sont, pour une grande part, assurées par des contacts métalliques. En effet, la température variant de 20 à 300 °C et la pression de 1 à 155 bar imposent d'utiliser des matériaux qui résistent à de telles conditions thermodynamiques. Le travail présenté dans ce document concerne l'étanchéité assurée par ces appareils de robinetterie.

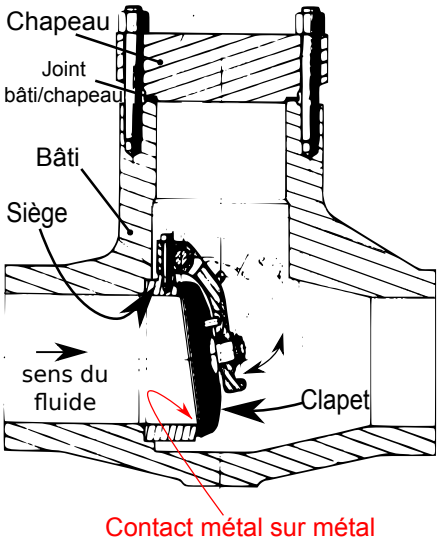


FIGURE 1 – Plan d'un robinet à clapet

La maîtrise de l'écoulement dans un circuit fluide recouvre essentiellement deux fonctions, consistant soit à arrêter le débit (sectionnement) soit à modifier celui-ci (régulation). L'appareil de robinetterie apporte une solution technique à ce problème. Dans notre étude, le regard est porté sur la fonction de sectionnement. Pour réaliser cette fonction, un obturateur mobile est mis en contact sur un siège fixe afin de bloquer le passage du fluide. Une étanchéité dite interne doit alors être assurée au

niveau de ce contact. La figure 1 illustre la situation. Le siège et le clapet réalisent l'étanchéité interne et d'autre part, le joint situé entre le bâti et le chapeau réalise l'étanchéité externe qui permet de confiner le fluide dans la conduite.

Ces surfaces de contact (portées d'étanchéité) subissent un traitement particulier afin d'améliorer les propriétés d'étanchéité. En effet, elles sont revêtues par un métal dur permettant des contraintes de contact élevées. Dans les centrales d'EDF, jusqu'à une époque récente, le composé métallique réalisant ce revêtement était de préférence le Stellite, un matériau à base de cobalt qui dispose de nombreuses propriétés intéressantes en complément de la dureté. On peut citer notamment une résistance à la corrosion en eau à haute température, une bonne tenue aux chocs thermiques ainsi qu'un faible coefficient de frottement (Vallet [2008]). Cependant, la désintégration radioactive du cobalt induit la création d'un isotope radioactif de cet élément. Il a été montré que la majorité des doses reçues par le personnel d'EDF provient de celui-ci. C'est pourquoi, il est décidé de changer le matériau de revêtement en NOREM 02, un composé présentant une base de fer et n'induisant plus le problème d'irradiation résultant de la présence de cobalt. Un tel remplacement illustre une des problématiques industrielles de l'étanchéité interne : comment s'assurer efficacement et économiquement de l'étanchéité des robinets revêtus avec ce nouveau matériau, et le cas échéant, anticiper les éventuels problèmes provoqués par ce remplacement ?

Etanchéité métal sur métal

La difficulté dans l'étude de l'étanchéité métal sur métal réside dans la pluralité des physiques entrant en jeu. En effet, une fuite d'étanchéité prend place au travers d'une géométrie interstitielle elle-même issue d'un contact. La figure 2 présente la situation de l'écoulement interstitiel qui prend place au travers de l'interface métallique. Ce débit de fuite Q est alors dépendant de la géométrie interstitielle, de la différence de pression entre l'amont et l'aval et enfin des propriétés physiques du fluide. En l'occurrence, dans le cas du circuit primaire d'une centrale nucléaire de la filière des réacteurs à eau sous pression, il s'agit d'eau à l'état liquide.

La géométrie interstitielle est déterminée par l'effort de contact d'une part et la géométrie des défauts de surface présents initialement sur la surface d'autre part. Ces défauts de surface peuvent être de natures diverses, allant de la rugosité jusqu'aux défauts d'ondulation de la portée. Mathieu et al. (Mathieu *et al.* [2010]) montrent que des défauts d'ondulation peuvent être la conséquence de chocs thermiques que le robinet subit tout au long de sa vie. La figure 3 montre un exemple d'un tel défaut de planéité qui est observé sur un robinet à soupape. Aujourd'hui, peu d'études proposent des corrélations entre les défauts d'ondulation mesurés sur des portées d'étanchéité et les débits de fuite qui en résultent. Dans ce travail, nous nous proposons d'apporter des éléments de réponse à cette problématique.

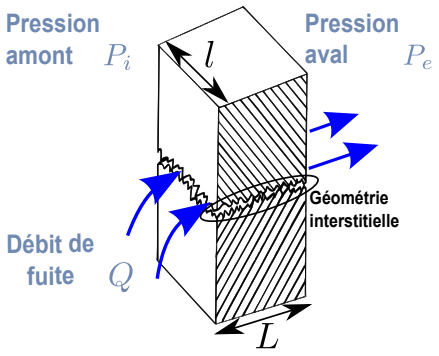


FIGURE 2 – Ecoulement de fuite interstitiel

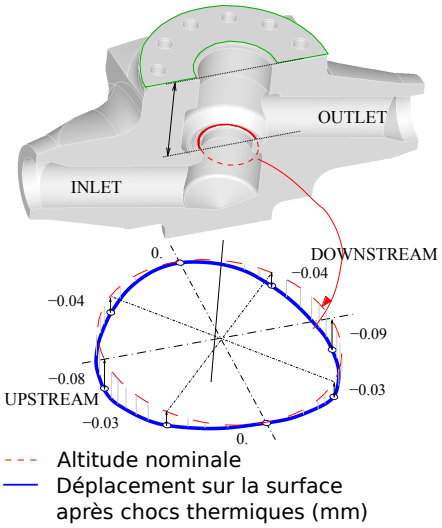


FIGURE 3 – Défaut d'ondulation sur la portée d'étanchéité d'un robinet à soupape (Mathieu *et al.* [2010])

Travail proposé

L'objet de cette thèse est de proposer un modèle physique et numérique de la fuite liquide au travers d'un contact métallique. La finalité industrielle est de construire un outil de prédiction pouvant diagnostiquer les fuites d'eau dépassant le seuil d'acceptabilité pour le responsable de l'installation. Plus particulièrement, dans notre travail, nous nous intéressons aux défauts d'ondulation des surfaces. Ces défauts ont la particularité d'avoir une longueur d'onde de l'ordre de grandeur des dimensions des pièces en contact (diamètre du contact, hauteur des pièces, ...). L'amplitude des défauts considérés est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. Ces amplitudes reflètent les observations issues d'études sur des portées de robinets (Mathieu *et al.* [2010]).

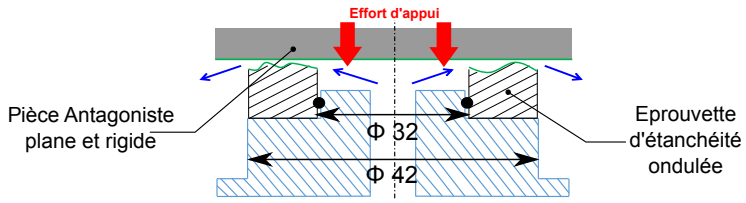


FIGURE 4 – Schéma du cas d'étude

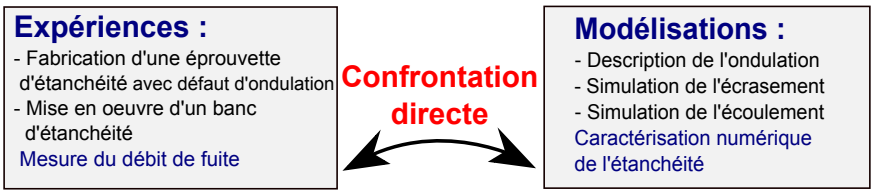


FIGURE 5 – Stratégie d'approche

Nous proposons de focaliser l'étude sur un cas expérimental particulier du contact entre une pièce plane et rigide représentant le clapet du robinet et une autre pièce présentant un défaut d'ondulation qui représente le siège du robinet (voir figure 4). La stratégie d'étude est présentée dans la figure 5. Celle-ci est composée d'un volet expérimental et d'un autre numérique. La démarche expérimentale consiste en la conception d'une expérience pour laquelle un défaut contrôlé est réalisé sur l'éprouvette d'étanchéité représentant le siège, puis une fuite est mesurée afin de caractériser la liaison étanche. Dans le volet numérique, les modèles de simulation ont pour objectif de représenter au mieux les expériences afin de prédire de manière quantitative la performance d'étanchéité du contact étudié lors des essais.

Ce manuscrit est divisé en 4 parties :

Le chapitre 1 est consacré à une revue bibliographique des travaux pertinents pour l'étude de l'étanchéité métal sur métal entre des surfaces qui présentent des défauts d'ondulation. Parmi ces travaux on distingue notamment les modèles numériques développés en mécanique du contact d'une part puis en mécanique des fluides d'autre part. On recense de plus, dans ce chapitre quelques moyens d'essais réalisés par le

passé et qui abordent la problématique de l'étanchéité métal sur métal.

Le chapitre 2 est consacré à la démarche expérimentale mise au point au cours de ce travail de thèse. Dans ce chapitre une méthode originale de réalisation de défauts d'ondulation contrôlés est présentée. Cette méthode permet de réaliser des éprouvettes d'étanchéité utilisées ensuite sur des moyens d'essai spécifiques permettant de caractériser l'éprouvette en terme d'étanchéité.

Le chapitre 3 présente la modélisation de l'expérience développée dans le chapitre 2. Dans ce chapitre, différents outils sont mis en oeuvre afin de simuler au mieux l'expérience d'étanchéité du point de vue de la déformation des surfaces liée au chargement (normal) du contact et de l'écoulement au travers des interstices résiduels formant des zones percolantes. L'objectif de ce code est de prédire la propriété d'étanchéité du contact à partir d'une mesure de défaut réalisée sur l'éprouvette ondulée fabriquée.

Enfin, c'est dans le chapitre 4 que les résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux. Ce chapitre permet de conclure quant à la validité de la modélisation et d'en dresser les limites d'utilisation. De plus, des pistes d'amélioration de la modélisation sont proposées afin de produire un modèle plus fidèle à la réalité des essais.

Chapitre 1

Etat de l'art

Dans ce chapitre, une revue de la littérature concernant la problématique de l'étanchéité métal sur métal est réalisée. Celle-ci est divisée en 3 parties. Tout d'abord, la description des états de surface est présentée. Il s'agit d'une partie importante car les fuites d'étanchéité sont principalement déterminée par l'ensemble des défauts contenus sur la surface avec, notamment, le caractère multi-échelle des défauts. Ensuite nous proposons une revue des modèles de contact permettant de déterminer l'évolution du champ interstitiel d'ouverture au travers duquel se réalise l'écoulement de fuite. Enfin, les méthodes de modélisation de l'écoulement sont ensuite explicitées. A partir de différentes hypothèses d'écoulement, il est possible de simplifier les équations de Navier-Stokes. La méthodologie, issue de la littérature sur le sujet, est développée ainsi que les diverses méthodes d'analyse numérique permettant d'obtenir une résolution approchée de l'écoulement. Pour terminer ce chapitre, une revue bibliographique concernant les méthodes expérimentales d'étude de l'étanchéité métal-métal est développée. Nous présentons notamment les dernier moyens d'essais qui ont permis une étude de l'étanchéité monophasique liquide au travers d'interfaces métalliques.

1.1 Description des états de surface

1.1.1 Aspect multi-échelle de l'état de surface

Lorsqu'une portée d'étanchéité est usinée, les différents procédés de fabrication génèrent plusieurs types de défauts de surface qui vont de la rugosité microscopique jusqu'aux défauts de forme à l'échelle macroscopique des pièces (Abid et Nash [2004], Arghavani *et al.* [2003], Lee *et al.* [2006]). Par exemple dans le cas du procédé de tournage des surfaces, le défaut de rugosité résultant est généralement de nature striée. La dynamique des procédés, par l'intermédiaire de phénomènes vibratoires et/ou de bridage des pièces en cours d'usinage génère des défauts de forme ou ondulation des surfaces qui vont se superposer à l'ensemble des autres défauts déjà présents. La figure 1.1 présente un exemple de défaut incluant l'ondulation de la surface à l'échelle de la portée globale puis un zoom sur la rugosité qui est un défaut de plus petite échelle.

Dans leurs travaux, Ledoux et al. (Ledoux *et al.* [2011]) présentent une description de l'étanchéité métal sur métal entre une surface annulaire plane présentant un défaut d'ondulation couplé à un défaut strié issu d'un procédé de tournage et une pièce antagoniste plane et rigide. On retrouve dans ce travail la problématique multi-échelle à laquelle se heurte l'étude de l'étanchéité des liaisons métalliques et notamment le contenu fréquentiel des défauts de forme qui sont synthétisés sur une base modale afin de juger leur influence sur la fuite en particulier en ce qui concerne l'interaction des différents modes contenus dans le défaut d'ondulation. Cette étude a permis d'extraire, par l'intermédiaire de plans d'expériences statistiques, les modes ayant une influence néfaste sur les propriétés d'étanchéité des surfaces.

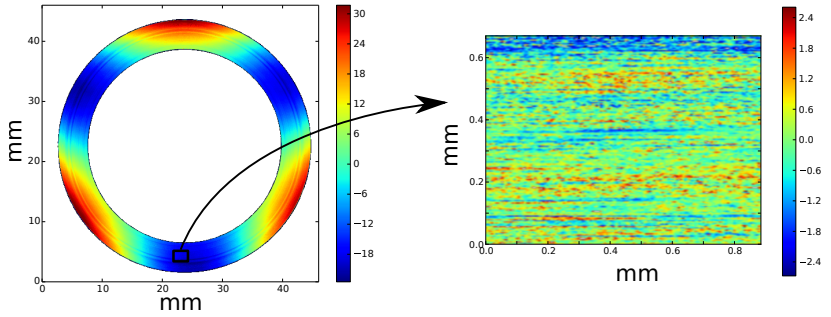


FIGURE 1.1 – Défaut d'ondulation (à gauche) et état de surface strié (à droite) (altitude par rapport au plan moyen en μm)

1.1.2 Défaut de planéité et hétérogénéité du contact

Lorsque deux surfaces métalliques servent à étancher un fluide, les défauts de surface des pièces en liaison induisent une hétérogénéité dans la répartition de la pression de contact à l'interface. La présence d'un défaut d'ondulation sur la portée peut provoquer une hétérogénéité allant jusqu'à la présence de certaines zones où le contact ne se produit plus sur toute la largeur du contact. A l'échelle de la portée, ceci peut avoir comme conséquence la présence de chemins d'écoulement qui peuvent induire une fuite plus importante que lorsque l'écoulement de fuite ne se réalise qu'au travers du champ d'ouverture résultant du contact partiel des aspérités à l'échelle de la rugosité. La figure 1.2(a) représente la situation d'un tel écoulement. La figure 1.2(b) est représentative d'un cas ou la pression de contact non-nulle sur l'ensemble de la portée. Dans cette dernière situation, l'écoulement de fuite prend plus difficilement place entre les différentes aspérités de rugosité. L'hétérogénéité du contact peut malgré tout être présente avec des zones, dont la taille caractéristique est intermédiaire entre celle de l'aspérité et celle des défauts d'ondulation, où l'appui est plus fort et d'autres où il l'est moins. Associé à ceci, nous pouvons aussi avoir des hétérogénéités de rugosité, un état de surface rugueux hétérogène peut induire des disparités dans le contact et l'écoulement (figure 1.3). Si l'on se concentre sur l'étude de la propriété d'étanchéité du contact en fonction de la charge d'appui, il a été montré que lors d'une charge croissante de l'effort de contact, ce sont les défauts dont les longueurs d'onde caractéristiques sont décroissantes qui gouvernent la fuite.

Nous pouvons alors parler d'une fuite pilotée par la rugosité à fort serrage et d'une fuite pilotée par les défauts d'ondulation à bas serrage (Marie [2002]; Nitta *et al.* [2013]).

En terme de modélisation, une superposition des échelles de défauts est difficilement envisageable voire impossible car elle nécessiterait des ressources de calculs considérables, non disponibles actuellement. Pour ces raisons, en faisant l'hypothèse que les défauts d'ondulation sont négligeables, C. Vallet (Vallet [2008], Vallet *et al.* [2009b], Vallet *et al.* [2009a]) emploie un modèle d'écrasement à l'échelle d'une surface élémentaire représentative dont le profil de rugosité est déterminé expérimentalement. A titre d'exemple, une simulation d'écrasement d'une telle surface rugueuse nécessite approximativement plusieurs dizaines d'heures. Sachant qu'il faut de l'ordre de 1000 surfaces élémentaires pour reconstruire une portée d'étanchéité globale à partir de surfaces élémentaires (Durand [2012]), il est difficilement imaginable de réaliser un tel calcul avec les moyens actuels. De plus, les modèles développés ne prennent pas en compte la géométrie globale 3D des pièces en contact et reposent pratiquement tous sur l'hypothèse de massifs semi-infinis. Dans le cas de la modélisation du contact entre surfaces ondulées à l'échelle macroscopique, nous pouvons difficilement imaginer ne pas prendre en compte l'ensemble de la structure comme le montreront d'ailleurs des calculs effectués dans ce travail et présentés au chapitre 3. Cependant, des modèles numériques sont proposés afin de prendre en compte les défauts de grandes échelles dans les modèles de prédiction de l'étanchéité à partir de la rugosité. Dans la thèse de J. Durand (Durand [2012]), un outil est développé afin d'introduire dans le calcul de fuite une pression de contact hétérogène sur la portée à partir des réponses de chaque surface élémentaire représentative. Les résultats de cette étude montrent que cette hétérogénéité du contact a une influence non négligeable sur le calcul de la fuite.

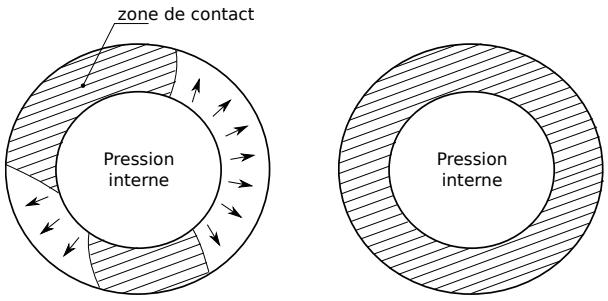


FIGURE 1.2 – Ecoulement au travers d'un contact annulaire plan/plan (a) : contact partiel à faible effort de serrage (fuite pilotée par l'ondulation), (b) : contact global à effort de contact élevé (fuite pilotée par la rugosité)

1.1.3 Moyens de mesure

L'acquisition de la topographie d'une surface relève du choix entre deux familles de techniques : les méthodes de mesure ponctuelle et les méthodes à champ étendu.

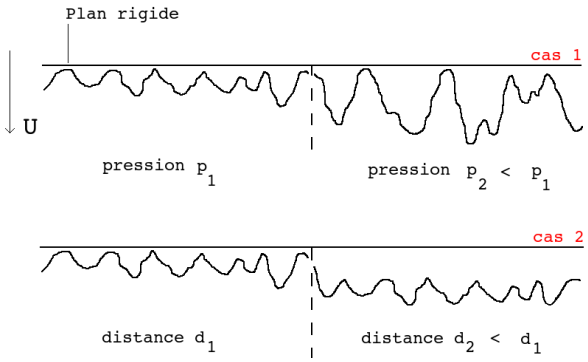


FIGURE 1.3 – Hétérogénéité du contact à l'échelle de la portée (Durand [2012])

Ces dernières permettent de faire l'acquisition de la topographie sur l'ensemble de la surface directement alors que les méthodes ponctuelles réalisent une mesure de l'état de la surface en effectuant séquentiellement plusieurs relevés d'altitude ponctuels.

Pour mettre en oeuvre l'une de ces deux familles de techniques, nous distinguons deux solutions technologiques : une première mécanique et une seconde optique. Une revue de l'ensemble des moyens existants est présentée dans la thèse de Le Goïc (Le-Goic [2012]). Dans le cadre de l'étude des surfaces rugueuses des portées d'étanchéité métalliques, C. Vallet et C. Marie emploient une méthode optique à champ étendu : l'interférométrie en lumière blanche sur un élément de surface représentatif (Marie [2002]; Vallet [2008]). Cette solution fournit des états de surface avec une précision de l'ordre du nanomètre en altitude. Cette précision est très bien adaptée au cas de la mesure d'aspérités rugueuses d'amplitudes qui sont de l'ordre du micromètre. Néanmoins, lorsqu'il s'agit d'étudier des défauts de forme ou d'ondulation de la pièce, il est nécessaire d'employer des outils différents permettant de réaliser une acquisition à l'échelle de la surface complète (en l'occurrence à l'échelle de la portée d'étanchéité). Ces mêmes auteurs choisissent la profilométrie par palpage mécanique dans le but de réaliser des mesures de défaut de forme et d'ondulation. Cette technologie est de nature ponctuelle. Elle consiste à venir mesurer le déplacement vertical d'un palpeur mécanique en contact avec la surface étudiée qui est placée sur une broche tournante éventuellement équipée d'un palier pneumatique. La figure 1.4 illustre le dispositif. Cette technologie permet d'obtenir un profil de défaut sur une ligne circulaire, elle est donc très bien adaptée pour mesurer un éventuel défaut de planéité de longueur d'onde de l'ordre de la circonférence de la portée.

Dans nos travaux nous choisissons d'utiliser une technologie optique ponctuelle : la microscopie confocale. Cette technologie consiste à contrôler la focalisation d'un faisceau lumineux sur la surface d'étude. Cette méthode d'acquisition permet d'obtenir une précision de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres en altitude associée à une précision de la position du faisceau lumineux dans le plan de la surface de l'ordre de quelques micromètres. Nous déterminons le pas d'acquisition à partir du théorème d'échantillonnage de Shannon-Nyquist (Shannon [1949]). Ce théorème permet de déterminer la pas maximum nécessaire afin de décrire une ondulation de longueur d'onde donnée. Ce théorème permet de limiter le temps de mesure en ci-

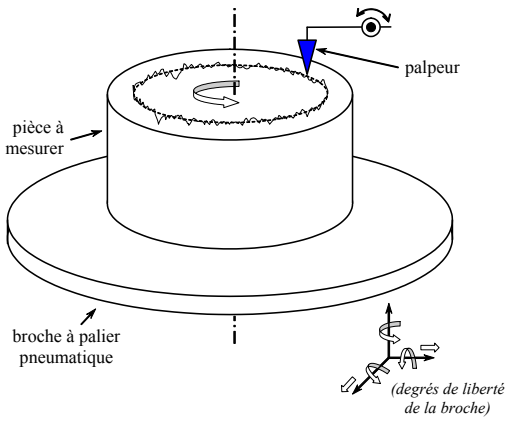


FIGURE 1.4 – Mesure d'un défaut d'ondulation par palpage mécanique (Vallet [2008])

blant l'information voulue, en l'occurrence un défaut d'ondulation à l'échelle de la portée d'étanchéité dans notre cas.

1.2 Modélisation du contact mécanique entre surfaces ondulées

Le premier modèle de contact a été développé par Hertz (Hertz [1882]; Johnson [1985]). Ce dernier considère le contact élastique entre une sphère et un plan (figure 1.5) et permet de déterminer la relation entre l'effort de contact et l'aire de contact associée.

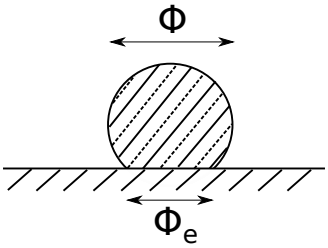


FIGURE 1.5 – Contact de Hertz entre une sphère et un plan

Plus particulièrement en se référant à la figure 1.5, le diamètre du disque de contact Φ_e s'exprime de la façon suivante :

$$\Phi_e = \frac{\pi p_0 \Phi}{2E^*} \tag{1.1}$$

avec p_0, la pression de contact maximale au sein du contact et E^*, le module d'Young effectif qui est exprimé à partir des modules d'Young de la sphère et du plan :

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \tag{1.2}$$

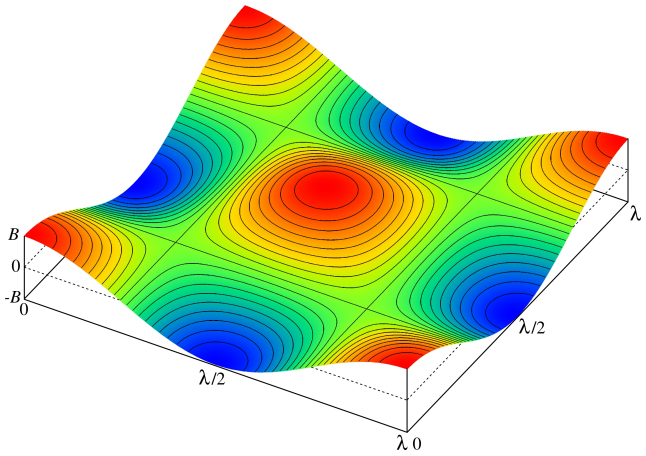
Ce modèle permet de déterminer de manière simple l'ensemble des composantes caractérisant le contact (pression de contact, déformations, ...). Dans la problématique de l'étanchéité, il est nécessaire, en plus de déterminer l'effort de contact, de calculer de manière précise l'espace interstitiel (champ des ouvertures). En effet, c'est ce dernier qui va permettre de déterminer où l'écoulement prend place au sein du contact.

En se basant sur la théorie de Hertz de nombreux modèles de contact entre surfaces rugueuses ont été réalisés. Le premier modèle que nous pouvons citer et celui de Greenwood (Greenwood et Williamson [1966]). Ce dernier s'appuie sur la modélisation d'une surface rugueuse comme plusieurs aspérités rugueuses réparties de manière statistique sur un plan. Ces aspérités sont alors apparentées à des sphères de rayons et hauteurs différentes. Ainsi, L'effort et l'aire de contact sont déterminés à partir de la théorie de Hertz. Par ailleurs, il existe d'autres modèles statistiques qui assimilent les aspérités rugueuses à des paraboloïdes (Bush *et al.* [1975]). L'ensemble de ces modèles ne permet cependant pas de déterminer le champ interstitiel d'ouverture au travers duquel se réalise l'écoulement de fuite.

Dans son travail sur l'étude de l'étanchéité d'un contact rugueux, C. Vallet s'appuie sur le modèle de Mayeur et al. (Mayeur *et al.* [1995]). Ce modèle est basé sur un calcul de la déformation par une approche basée sur un produit de convolution liant les déplacements des mailles de surface aux pressions de contact sur l'ensemble de la surface.

Plus spécifiquement, si l'on ne considère que des défauts d'ondulation, on recense plusieurs travaux qui ont permis de développer le calcul du contact dans le cas simplifié d'une ondulation bi-sinusoïdale. Ce premier cas a été développé par Johnson (Johnson *et al.* [1985]) à partir de modèles théoriques utilisés ailleurs (Westergaard [1997] Kalker [1978]). Il a pu également être validé expérimentalement par la mise en situation de surfaces ondulées en élastomère (Johnson *et al.* [1985]). Plus récemment, ce modèle a fait l'objet d'études sur un cas en trois dimensions basé sur une méthode de résolution par transformées de Fourier (Yastrebov *et al.* [2014]; Stanley et Kato [1997]). La figure 1.6(a) illustre le cas de la surface testée (une ondulation bisinusoïdale). Néanmoins, l'ensemble de ces méthodes ne permet pas d'aborder des cas de surfaces ondulées plus exotiques et il est nécessaire de s'attacher à trouver des méthodes plus générales comme la méthode des éléments finis. Krithivasan et Jackson (Krithivasan et Jackson [2007]) ont par ailleurs repris le modèle de l'ondulation bisinusoïdale en contact avec un plan rigide et ont pu comparer les résultats avec des théories plus simples telles que celle de Hertz. Ils ont alors montré que ces modèles était trop simpliste à fort serrage.

Le code de calcul code_aster développé par EDF (EDF [2014]) permet de modéliser le contact par simulation à l'aide de la méthode des éléments finis sur laquelle il repose. Nous faisons le choix d'utiliser cet outil dans nos travaux.



(a)

FIGURE 1.6 – Ondulation bisinusoïdale (Yastrebov *et al.* [2014])

1.3 Modélisation de l'écoulement fluide

1.3.1 Equations de Navier-Stokes

La modélisation de l'écoulement au travers de la géométrie interstitielle résultante du contact est régit par les équations de Navier-Stokes ((1.3) et (1.4)). Ces équations résultent de l'application de la conservation de la masse d'une part et du principe fondamental de la dynamique appliqué à une particule fluide conduisant à la conservation de la quantité de mouvement, d'autre part. Elles présentent l'avantage d'être très générales et applicables à la majorité des problèmes de mécanique des fluides. Néanmoins, elles ne présentent pas de solutions analytiques et nécessitent l'utilisation d'outils d'analyse numérique afin d'en donner une résolution approchée.

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = -\nabla P + \mu \Delta \mathbf{v} + \rho \mathbf{f} \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \tag{1.4}$$

Avec :
- ρ, la masse volumique en $kg \cdot m^{-3}$
- $\mathbf{v}$, la vitesse du fluide en $m \cdot s^{-1}$
- t, le temps en s
- P, la pression en Pa
- μ, la viscosité du fluide en $Pa.s$
- $\mathbf{f}$, les efforts volumiques en $N \cdot m^{-3}$

1.3.2 Simplifications

Le problème que nous étudions dans ce manuscrit est considéré comme permanent. La fuite d'étanchéité étudiée est supposée établie. Dans ces conditions nous sommes en mesure de réécrire les équations (1.3) et (1.4) en omettant les dérivées temporelles. D'autre part, comme l'écoulement étudié est également liquide et incompressible, nous pouvons aussi négliger les variations de la masse volumique du fluide. Nous réécrivons le nouveau système suivant :

$$\rho((\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v}) \quad = \quad -\nabla P + \mu\Delta\mathbf{v} \tag{1.5}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{v} \quad = \quad 0 \tag{1.6}$$

En se basant sur les travaux de C. Vallet (Vallet [2008]), nous réalisons un adimensionnement des équations (1.5) et (1.6) à partir des grandeurs caractéristiques de l'écoulement.

— $l^0 = \Phi_{ext} - \Phi_{int}$, longueur caractéristique de l'écoulement (différence entre les diamètres externes et internes de la portée annulaire)
— h^0, hauteur caractéristique de l'écoulement, champ d'ouverture moyen par exemple
— u^0, vitesse d'écoulement caractéristique selon x et y (plan de la portée)
— w^0, vitesse d'écoulement caractéristique selon z

Les variables adimensionnées sont alors les suivantes :

$$P^* = \frac{{h^0}^2}{\mu l^0 u^0}P, \quad x^* = \frac{x}{l^0}, \quad y^* = \frac{y}{l^0}, \quad z^* = \frac{z}{h^0}, \quad v_x^* = \frac{v_x}{u^0}, \quad v_y^* = \frac{v_y}{v^0}, \quad v_z^* = \frac{v_z}{h^0} \tag{1.7}$$

L'injection de l'adimensionnement (1.7) dans l'équation de conservation de la masse (1.6) donne une nouvelle équation :

$$\frac{\partial v_x^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v_y^*}{\partial y^*} + \frac{l^0 w^0}{h^0 u^0}\frac{\partial v_z^*}{\partial z^*} \quad = \quad 0 \tag{1.8}$$

En utilisant le principe de moindre dégénérescence (afin que les termes soient du même ordre de grandeur) nous obtenons :

$$\frac{l^0 w^0}{h^0 u^0} = 1 \Longleftrightarrow w^0 = \varepsilon u^0 \qquad \varepsilon = \frac{h^0}{l^0} \tag{1.9}$$

A partir des grandeurs caractéristiques de l'écoulement, nous pouvons définir le nombre de Reynolds. Celui-ci est le rapport des efforts volumiques inertiels sur les efforts volumiques de viscosité. Nous écrivons ces efforts volumiques de la façon suivante (Méheust [2002]) :

$$F_{iner} = \rho \frac{{u^0}^2}{l^0} \tag{1.10}$$

$$F_{visc} = \mu \frac{u^0}{{h^0}^2} \tag{1.11}$$

Le rapport direct de ces efforts volumiques nous donne le nombre de Reynolds Re.

$$Re = \varepsilon \frac{\rho u^0 h^0}{\mu} \tag{1.12}$$

A partir des grandeurs sans dimension définies, nous pouvons réécrire l'équation de conservation de la quantité de mouvement (1.5) :

$$Re(v_x^* \frac{\partial v_x^*}{\partial x^*} + v_y^* \frac{\partial v_x^*}{\partial y^*} + v_z^* \frac{\partial v_x^*}{\partial z^*}) = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 v_x^*}{\partial {x^*}^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 v_x^*}{\partial {y^*}^2} + \frac{\partial^2 v_x^*}{\partial {z^*}^2} \tag{1.13}$$

$$Re(v_x^* \frac{\partial v_y^*}{\partial x^*} + v_y^* \frac{\partial v_y^*}{\partial y^*} + v_z^* \frac{\partial v_y^*}{\partial z^*}) = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 v_y^*}{\partial {x^*}^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 v_y^*}{\partial {y^*}^2} + \frac{\partial^2 v_y^*}{\partial {z^*}^2} \tag{1.14}$$

$$Re(v_x^* \frac{\partial v_z^*}{\partial x^*} + v_y^* \frac{\partial v_z^*}{\partial y^*} + v_z^* \frac{\partial v_z^*}{\partial z^*}) = -\frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 v_z^*}{\partial {x^*}^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 v_z^*}{\partial {y^*}^2} + \frac{\partial^2 v_z^*}{\partial {z^*}^2} \tag{1.15}$$

Nous faisons l'hypothèse d'un écoulement rampant, (c-à-d $Re << 1$). Cette hypothèse a par ailleurs été vérifiée expérimentalement dans de précédents travaux (Marie [2002]; Vallet [2008]). Cette hypothèse nous permet de transformer les équations (1.13), (1.14) et (1.15) en une équation de Stokes. Nous faisons également l'hypothèse du champ d'ouverture à faible variation de hauteur (c-à-d $\varepsilon << 1$). Cette hypothèse se justifie par la forme des ondulations rencontrées sur nos éprouvettes. La figure 1.7 permet d'illustrer ce contraste d'échelle dans le cas qui nous intéresse. On obtient l'approximation suivante :

$$-\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{\partial^2 v_x^*}{\partial {z^*}^2} = 0 \tag{1.16}$$

$$-\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \frac{\partial^2 v_y^*}{\partial {z^*}^2} = 0 \tag{1.17}$$

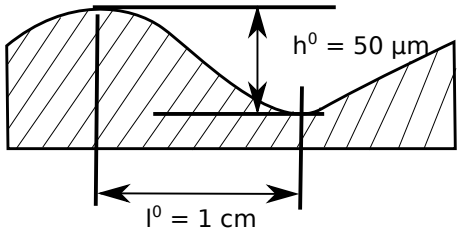


FIGURE 1.7 – Hypothèse du champ d'ouverture à faible variation de hauteur

$$-\frac{\partial P^*}{\partial z^*} = 0 \tag{1.18}$$

L'équation précédente nous permet alors de considérer la pression comme une constante selon z. Nous avons donc un système d'équations aux dérivées partielles définit en deux dimensions dans le plan de la portée. Le système d'équations (1.16) et (1.17) s'écrit alors, en revenant aux quantités dimensionnelles :

$$\nabla P(x,y) = \mu \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2} \tag{1.19}$$

A partir de l'équation (1.19), nous définissons le vecteur débit-linéique $\mathbf{q_v}$ d'après l'expression suivante (voir la figure 1.8 qui donne une représentation schématique de ce vecteur).

$$\mathbf{q_v} = \int_0^{h(x,y)} \mathbf{v} dz \tag{1.20}$$

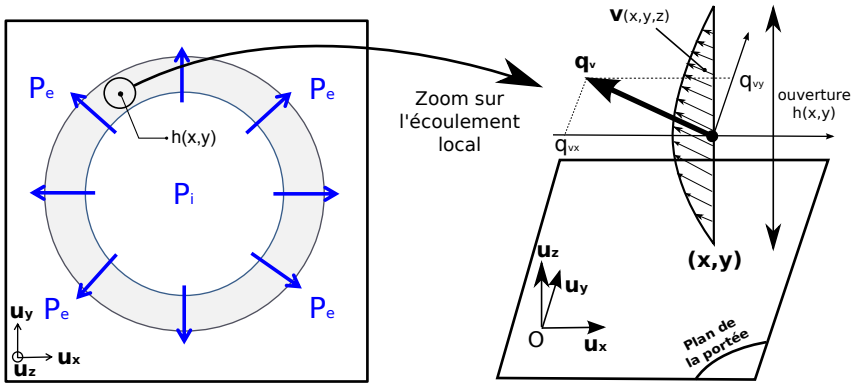


FIGURE 1.8 – Ecoulement de Reynolds

L'équation précédente est localement équivalente à un écoulement de Poiseuille. On peut alors montrer par intégration de l'équation (1.19) et l'utilisation de conditions aux limites d'adhérence aux parois (i.e. $\mathbf{v} = 0$ en $z = 0$ et $z = h$) que le débit visqueux linéique donné par l'équation suivante qui n'est rien d'autre que l'équation de Reynolds, communément rencontrée dans les problèmes d'écoulement en film mince comme en lubrification par exemple :

$$\mathbf{q_v} = -\frac{h^3}{12\mu}\nabla P \tag{1.21}$$

En intégrant l'équation de conservation de la masse (1.4), on obtient :

$$\nabla \cdot \mathbf{q_v} = 0 \tag{1.22}$$

On voit ici que le problème est maintenant réduit à 2 dimensions (dans le plan (x, y), $\mathbf{q_v}$ étant le débit linéique local.

L'écriture des équations précédentes ne considère pas les zones de contact où $h(x, y) = 0$. La prise en compte de ces zones s'effectue en écrivant une condition de non pénétration du fluide dans les zones de contact effectif. La figure 1.9 représente une vue de dessus typique d'un contact avec les différents domaines considérés qui sont :

— la phase solide σ où $h(x, y) = 0$
— la phase fluide β où $h(x, y) > 0$
— l'interface $C_{\beta\sigma}$ entre les 2 phases

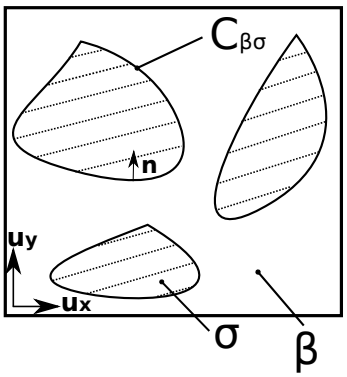


FIGURE 1.9 – Portée d'étanchéité et zones de contact

La condition de flux nul sur les interfaces $C_{\beta\sigma}$ se traduit simplement par :

$$\mathbf{q_v} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{sur } C_{\beta\sigma} \tag{1.23}$$

Le problème aux limites dans le contact s'écrit donc :

$$\mathbf{q_v} = -\frac{h^3}{12\mu}\nabla P \quad \text{dans } \beta \tag{1.24}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{q_v} = 0 \quad \text{dans } \beta \tag{1.25}$$

$$\mathbf{q_v} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{sur } C_{\beta\sigma} \tag{1.26}$$

La résolution de ce système d'équations aux dérivées partielles fournit alors une expression du débit de fuite pourvu que les hypothèses de simplification des équations de Navier-Stokes mentionnées plus haut soient satisfaites. Ces équations sont également connues sous le nom de loi cubique à cause du facteur h^3 intervenant en tant que coefficient de proportionnalité entre le gradient de pression et le débit linéique. Le terme $\frac{h^3}{12}$ est la transmissivité locale du contact. C'est cette équation qui régit les écoulement en fracture. Il faut insister ici sur le fait que ces équations décrivent l'écoulement à l'échelle locale (h est une ouverture locale) et que la description à l'échelle globale du contact nécessite un processus de changement d'échelle opéré sur ce problème aux limites. Ce changement d'échelle permettant d'aboutir à la relation macroscopique liant le gradient de pression moyen et le débit macroscopique est détaillé dans la section qui suit.

1.3.3 Equation moyennée

En utilisant une technique complètement similaire à la méthode de prise de moyenne volumique (Whitaker [1998]), nous pouvons montrer que l'écriture du débit volumique global peut être reliée linéairement au gradient de pression macroscopique par l'intermédiaire d'un tenseur des transmissivités dépendant uniquement de la géométrie du contact (Marie [2002]). Ce paragraphe reprend les points essentiels permettant d'aboutir à cette relation (voir aussi Vallet [2008]).

La figure 1.10 représente la portée d'étanchéité dans sa globalité. Sur celle-ci nous considérons une surface élémentaire représentative.

La figure 1.11 représente un grossissement sur la surface représentative considérée.

Une surface de prise de moyenne S, de rayon r, est considérée, cette surface doit être suffisamment grande pour représenter la topologie des rugosités (i.e. $l_\mu << r$) comme schématisé sur la figure 1.10.

Nous définissons deux opérateurs de prise de moyenne sur S. Dans ces expressions S_β représente la phase fluide et S_σ celle occupée par la phase solide.

$$\{\psi\} = \frac{1}{S}\int_{S_\beta} \psi dS \tag{1.27}$$

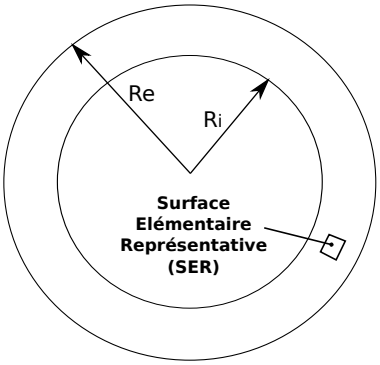


FIGURE 1.10 – Portée d'étanchéité

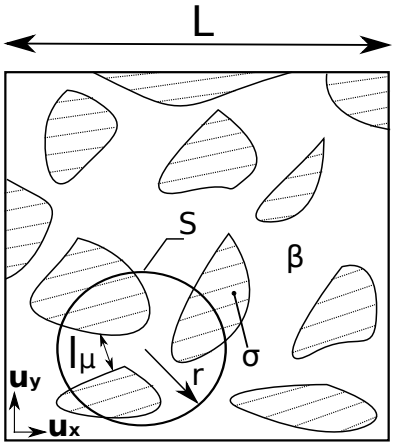


FIGURE 1.11 – Surface élémentaire

$$\{\psi\}^{\beta} = \frac{1}{S_{\beta}} \int_{S_{\beta}} \psi dS \tag{1.28}$$

Nous pouvons alors écrire le théorème de prise de moyenne :

$$\{\nabla\psi\} = \nabla\{\psi\} + \frac{1}{S} \int_{C_{\beta\sigma}} \mathbf{n}\psi dC \tag{1.29}$$

L'objectif de la démarche exposée maintenant est d'écrire une forme moyennée de l'équation locale liant le gradient de pression et le débit linéique. On applique alors l'opérateur de prise de moyenne à (1.24).

$$\{\mathbf{q_v}\} = -\{k\nabla p\} \quad \text{où } k = \frac{h^3}{12} \tag{1.30}$$

Nous pouvons décomposer k et p comme une somme de leurs moyennes respectives auxquelles on ajoute un terme de fluctuation spatiale.

$$p = \{p\}^\beta + \dot{p} \tag{1.31}$$

$$k = \{k\} + \dot{k} \tag{1.32}$$

On introduit cette décomposition dans (1.30).

$$\{\mathbf{q_v}\} = -\{k\nabla\{p\}^\beta\} - \{k\nabla\dot{p}\} \tag{1.33}$$

Or, nous pouvons considérer $\nabla\{p\}^\beta$ comme une constante vis-à-vis de la moyenne. Cette considération nous permet d'aboutir à l'expression suivante :

$$\{\mathbf{q_v}\} = -\{k\}\nabla\{p\}^\beta - \{k\nabla\dot{p}\} \tag{1.34}$$

A ce stade, la difficulté consiste à éliminer $\dot{p}$ pour obtenir une forme fermée de l'équation macroscopique. Pour ce faire, nous commençons par écrire la forme moyennée de l'équation de conservation de la masse 1.25.

$$\{\nabla \cdot (k\nabla p)\} = 0 \quad \text{dans } \beta \tag{1.35}$$

Nous pouvons alors appliquer le théorème de prise de moyenne (1.29) :

$$\{\nabla \cdot (k\nabla p)\} = \nabla \cdot \{k\nabla p\} + \frac{1}{S}\int_{C_{\beta\sigma}} \mathbf{n} \cdot k\nabla p \; dC \tag{1.36}$$

qui lorsque la condition aux limites (1.26) est prise en compte s'écrit aussi :

$$\nabla \cdot \{k\nabla p\} = 0 \tag{1.37}$$

Une soustraction de (1.37) à (1.25) nous permet d'obtenir l'équation suivante :

$$\nabla \cdot (\dot{k}\nabla\{p\}^\beta + k\nabla\dot{p} - \{k\nabla\dot{p}\}) = 0 \tag{1.38}$$

Dans l'équation précédente $\dot{p}$ varie à l'échelle de la rugosité (l_μ) alors que les quantités moyennées varient à l'échelle de la surface de prise de moyenne. Nous pouvons écrire les ordres de grandeurs suivants :

$$\nabla \cdot (k\nabla \dot{p}) = \mathcal{O}(\frac{k\dot{p}}{l_\mu^2}) \tag{1.39}$$

$$\nabla \cdot \{k\nabla \dot{p}\} = \mathcal{O}(\frac{k\dot{p}}{r\ l_\mu}) \tag{1.40}$$

On peut alors réécrire (1.38) en supprimant le terme $\nabla \cdot \{k\nabla \dot{p}\}$:

$$\nabla \cdot (k\nabla \dot{p}) = -\nabla \cdot (\dot{k}\nabla \{p\}^\beta) \tag{1.41}$$

On considère le théorème suivant sur la divergence :

$$\nabla \cdot (\alpha \mathbf{a}) = \alpha \nabla \cdot \mathbf{a} + \mathbf{a} \cdot \nabla \alpha \quad \text{où } \alpha \text{ est un scalaire et } \mathbf{a} \text{ est un vecteur} \tag{1.42}$$

On obtient alors :

$$\nabla \cdot (k\nabla \dot{p}) = -\dot{k}\nabla \cdot \nabla \{p\}^\beta - \nabla \dot{k} \cdot \nabla \{p\}^\beta \tag{1.43}$$

Par une nouvelle analyse d'ordres de grandeur on peut obtenir :

$$\dot{k}\nabla \cdot \nabla \{p\}^\beta = \mathcal{O}(\frac{k\{\dot{k}\}^\beta}{r^2}) \tag{1.44}$$

$$\nabla \dot{k} \cdot \nabla \{p\}^\beta = \mathcal{O}(\frac{k\{\dot{k}\}^\beta}{r\ l_\mu}) \tag{1.45}$$

On peut alors négliger le terme $\dot{k}\nabla \cdot \nabla \{p\}^\beta$ dans l'équation (1.43). Finalement nous pouvons réécrire un système d'équations aux dérivées partielles qui donne $\dot{p}$, (c'est le problème de fermeture).

$$\nabla \cdot (k\nabla \dot{p}) = -\nabla \dot{k} \cdot \nabla \{p\}^\beta \quad \text{dans } \beta \tag{1.46}$$

$$-\mathbf{n} \cdot k\nabla \dot{p} = \mathbf{n} \cdot k\nabla \{p\}^\beta \quad \text{sur } C_{\beta\sigma} \tag{1.47}$$

La présence du second membre nous autorise à écrire la solution $\dot{p}$ du système ((1.46) et (1.47)) de la même forme que le second membre :

$$\dot{p} = \mathbf{b} \cdot \nabla \{p\}^{\beta} + \gamma \tag{1.48}$$

Dans cette expression, $\mathbf{b}$ est une constante vectorielle et γ est une constante scalaire. Cette expression de $\dot{p}$, une fois injectée dans le problème de fermeture initial, permet d'écrire :

$$\nabla \cdot (k \nabla \mathbf{b}) = -\nabla \dot{k} \quad \text{dans } \beta \tag{1.49}$$

$$-\mathbf{n} \cdot \nabla \mathbf{b} = \mathbf{n} \quad \text{sur } C_{\beta\sigma} \tag{1.50}$$

$$\mathbf{b} = \mathbf{0} \tag{1.51}$$

Cette écriture nous permet de voir que γ n'a pas d'influence. Nous prenons sa valeur égale au scalaire nul.

On réécrit la forme moyennée de l'expression du flux (1.30) en injectant l'expression de (1.48). On obtient alors la forme moyennée suivante :

$$\{\mathbf{q_v}\} = -\frac{\mathbf{K}}{\mu} \nabla \{p\}^{\beta} \tag{1.52}$$

On distingue le tenseur $\mathbf{K}$ qui s'écrit plus particulièrement :

$$\mathbf{K} = k(\mathbf{I}_2 + \nabla \mathbf{b}) \quad \text{où } \mathbf{I}_2 \text{ est le tenseur identité d'ordre 2} \tag{1.53}$$

On constate alors que le tenseur $\mathbf{K}$ est une grandeur qui ne dépend que du champ d'ouverture $k = \frac{h^3}{12}$. Nous pouvons alors définir la liaison étanche par $\mathbf{K}$ compte-tenu que nous avons considéré une surface élémentaire représentative.

Dans le cas où l'on considère un écoulement induit par un gradient de pression moyen suivant une direction (voir figure 1.12), il est alors possible d'écrire à partir de (1.53) l'expression du débit linéique.

$$\{\mathbf{q_v}\} \cdot \mathbf{u_x} = -\frac{\mathbf{K}}{\mu} \{\nabla p\}^{\beta} \cdot \mathbf{u_x} \tag{1.54}$$

La composante du débit suivant la direction $\mathbf{u_x}$ s'écrit donc, en notant $Q_{x,v}$ le débit volumique :

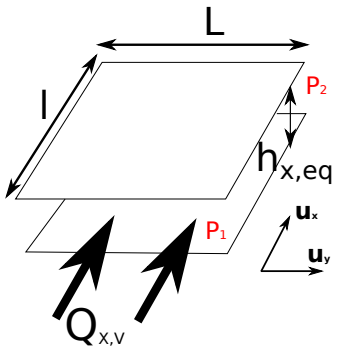


FIGURE 1.12 – Représentation de la hauteur de passage équivalente

$$\frac{Q_{x,v}}{L} = -\frac{K_{xx}}{\mu}\frac{P_1 - P_2}{l} \tag{1.55}$$

On peut alors définir une hauteur hydraulique équivalente $h_{x,eq}$ compte-tenu que la dimension des composantes de $\mathbf{K}$ est une longueur au cube.

$$K_{xx} = \frac{h_{x,eq}^3}{12} \tag{1.56}$$

La définition de cette hauteur hydraulique équivalente permet de décrire la liaison étanche à l'aide d'une grandeur intrinsèque ne dépendant que de la nature du champ d'ouverture sur S.

A partir du résultat du paragraphe précédent, nous pouvons également mettre en évidence l'existence, *in fine*, d'une hauteur équivalente $h_{r,eq}$ dans le cas d'un contact annulaire. La hauteur hydraulique équivalente permet d'obtenir le débit de fuite au travers du contact imparfait comme si celle-ci se faisait entre 2 anneaux distants de $h_{r,eq}$ (voir figure 1.13).

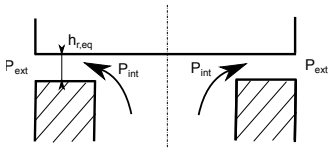


FIGURE 1.13 – Représentation de la fuite au travers de la liaison étanche annulaire plan/plan dont l'ouverture équivalente est $h_{r,eq}$

Nous écrivons le débit de fuite $Q_{r,v}$ comme un écoulement de Poiseuille entre deux anneaux espacés de $h_{r,eq}$.

$$\frac{Q_{r,v}}{2\pi r_i} = -\frac{h_{r,eq}^3}{12\mu}\frac{P_1 - P_2}{ln(\frac{r_i}{r_e})} \tag{1.57}$$

Le rapport $\frac{h_{r,eq}^3}{12}$ est définit comme la transmissivité radiale du contact K_{rr}, c'est cette grandeur qui est recherchée pour prédire l'efficacité de l'étanchéité. Comme le montre le résultat dans l'équation (1.53), une simple moyenne arithmétique ou géométrique du champ d'ouverture ne permet pas d'obtenir cette hauteur équivalente. Des travaux ont permis d'obtenir un encadrement (Zimmerman et Bodvarsson [1996]) sur la transmissivité mais celui-ci est large. Seul l'outil numérique peut nous donner une approximation précise de celle-ci à partir de la donnée initiale du champ d'ouverture. Enfin, on peut citer d'autres travaux qui s'attachent à recenser les différentes moyennes utilisées afin de l'estimer (Konzuk et Kueper [2004]).

1.3.4 Méthodes de résolution

La résolution des équations de Reynolds permet d'aboutir à la grandeur de transmissivité. Pour parvenir à résoudre ce système, plusieurs méthodes numériques sont rencontrées dans la littérature. Dans leurs travaux C. Vallet et C. Marie (Vallet [2008]; Marie [2002]) s'appuient sur une résolution des équations par la méthode des volumes finis en résolvant le problème de fermeture à partir de la donnée initiale du champ d'ouverture.

Dans ce manuscrit, nous nous appuyons sur la méthode des éléments de frontière. Cette méthode d'analyse numérique permet de résoudre les équations de Reynolds en se basant sur une formulation intégrale aux frontières. Elle présente l'avantage de pouvoir traiter les géométries courbes facilement en ne maillant que les frontières du domaine. D'autre part, la possibilité de traiter le problème en ne maillant que les frontières permet de limiter la taille du système de résolution. En effet dans le cas de l'utilisation de la méthode des éléments finis, il faudrait mailler l'intérieur du domaine. La méthode des éléments de frontière permet d'éviter ceci tout en ayant quand même la possibilité de calculer des valeurs à l'intérieur du domaine en utilisant la formule de Green. Enfin, elle permet de prendre en compte de manière simple des transmissivités anisotropes qui peuvent permettre de modéliser des problèmes de fuite induits par des surfaces en contact anisotropes typiques de problèmes d'étanchéité métal sur métal. Cette méthode numérique est développée en détail dans les travaux de Pinder (Huyakorn et Pinder [1983]). Elle est présentée dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

1.4 Approche expérimentale de l'étanchéité métal/métal

L'approche expérimentale de l'étanchéité métal sur métal passe par une détermination de la transmissivité du contact grâce à l'équation (1.57). C'est cette grandeur qui va permettre de caractériser la liaison métallique en terme d'étanchéité. Un moyen

d'essai développé par Lasseux et al. (Lasseux et Marie [2008]) permet cette mesure. Ce moyen d'essai repose sur la mesure d'un débit masse d'alcool (butanol) par l'intermédiaire d'un ciel d'azote en amont du contact dans une boucle d'éthanol en aval de la liaison étanche. Par prélèvements réguliers de liquide dans la boucle externe et par dosage régulier par chromatographie en phase gazeuse la fuite est déterminée. La figure 1.14 illustre cette installation.

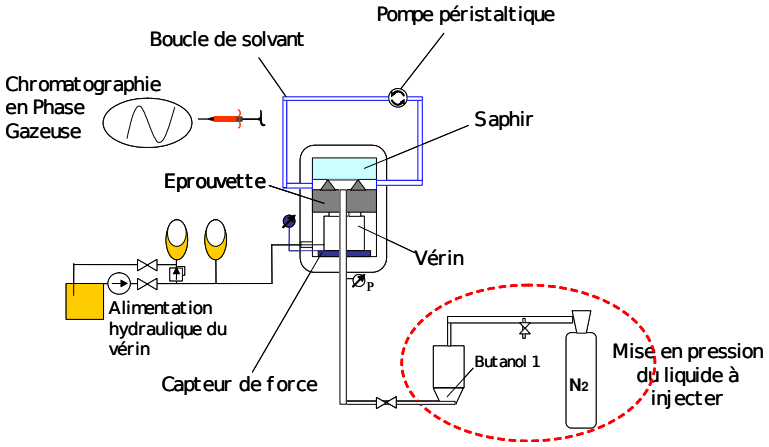


FIGURE 1.14 – Banc d'essai de mesure de transmissivité (Vallet [2008])

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les principaux travaux relatifs à la problématique de l'étanchéité métal sur métal. Il résulte de cette étude que le cas particulier où la fuite d'étanchéité est a priori pilotée uniquement par les défauts d'ondulation des portées est un cas qui n'a pas reçu une attention suffisante puisque, même si ce défaut a été partiellement pris en compte dans les travaux de Marie (Marie [2002]), une étude spécifique n'a pas été dédiée à ce cas. Malheureusement, l'ensemble des résultats d'essais des études antérieures (voir par exemple les travaux de C. Vallet (Vallet [2008])) confrontés aux modèles présentent souvent des écarts très significatifs. Le travail de cette thèse est donc dédié à étudier plus en détail de tels défauts en tentant de récréer des situations qui permettent de les isoler. Nous verrons que cette situation vise à faire abstraction des défauts d'échelle inférieure (de rugosité) n'est pas simple à traiter. En effet, comme nous le verrons par la suite, la prise en compte des défauts d'ondulation dans la configuration que nous envisageons est centrale, elle ne permet cependant pas de faire complètement abstraction des défauts d'échelle inférieure.

Chapitre 2

Réalisation d'expériences d'étanchéité

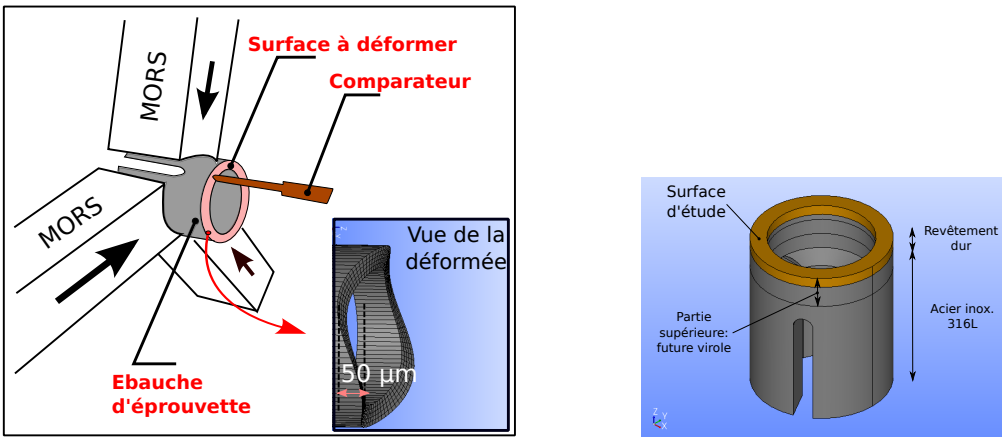
Ce chapitre décrit l'ensemble des expériences permettant de réaliser un défaut de forme ondulée sur une éprouvette d'étanchéité puis de mesurer la fuite liquide au travers du contact généré entre la surface ondulée de cette éprouvette et une pièce antagoniste plane et rigide représentant le clapet dans notre expérience. La méthodologie et l'ensemble des moyens d'essais utilisés sont présentés dans ce chapitre. L'objectif est de mettre en place une méthode de mesure de la transmissivité du contact qui sera alors confrontée à des simulations numériques qui sont l'objet du chapitre 3.

2.1 Réalisation de défauts d'ondulation contrôlés

L'objectif de cette section est de décrire la méthodologie d'obtention d'un défaut d'ondulation sur une éprouvette en acier qui est ensuite insérée dans les dispositifs expérimentaux de mesure de fuite.

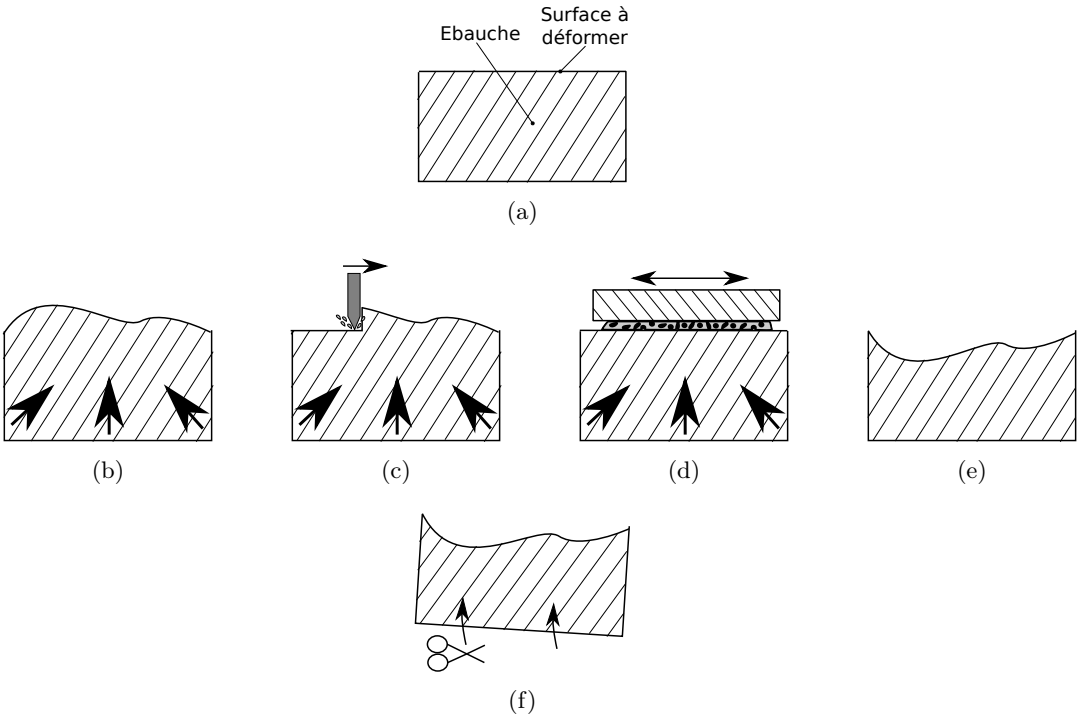
2.1.1 Méthodologie : procédé basé sur le retour élastique

Dans notre démarche expérimentale, la première étape consiste à construire une éprouvette d'étanchéité composée d'une portée contenant un défaut d'ondulation de plusieurs dizaines de micromètres d'amplitude. L'objectif est de reproduire un défaut typique de ceux rencontrés dans la robinetterie de centrales nucléaires. Macroscopiquement cette portée d'étanchéité d'étude est plane et de forme annulaire, nous voulons alors de construire un défaut d'ondulation sur cette surface par un procédé original dont la méthodologie est développée dans ce paragraphe. Ce procédé se distingue par l'utilisation d'une pièce de symétrie cylindrique présentée en figure 2.1(b). Cette pièce constitue une *ébauche* de la future éprouvette d'étanchéité, elle sera nommée ainsi dans la suite de ce manuscrit. L'annexe A présente les dimensions de celle-ci. Plus précisément, elle est constituée d'acier 316L et d'un revêtement de métal dur (NOREM) sur la partie supérieure afin de reproduire fidèlement une portée d'étanchéité de robinetterie nucléaire. Elle possède également 3 fentes espacées de



(a) (b)

FIGURE 2.1 – Procédé de fabrication d'une éprouvette à défaut contrôlé : (a) : ébauche prise dans les 3 mors, (b) : ébauche



(a)

(b) (c) (d) (e)

(f)

FIGURE 2.2 – Etapes de fabrication : (b) : serrage, (c) : dressage, (d) : rodage, (e) : relâchement, (f) : découpe

120° (voir figure 2.1(b) et l'annexe A). Le processus de fabrication consiste donc à déformer cette ébauche par l'action du serrage dans un mandrin à trois mors d'un tour mécanique (voir figure 2.1(a)). Les figures 2.2(a) à 2.2(e) représentent, de manière schématique, les différentes étapes de fabrication de l'éprouvette où est matérialisée la surface supérieure qui formera la surface de contact avec l'antagoniste, ainsi que l'évolution de sa forme. Ce procédé d'usinage global est divisé en 5 étapes successives représentées sur les figures 2.2(b) à 2.2(f).

Après avoir mis en place l'éprouvette dans le système de serrage à trois mors (figure 2.2(a)), la première étape consiste à actionner les trois mors afin d'appliquer un effort mécanique déformant sur l'ébauche (2.2(b)). Cet effort permet alors de modifier l'état de la surface supérieure de l'ébauche. Le contrôle de l'amplitude du défaut est effectué à l'aide d'un comparateur de mesure. Nous contrôlons cette amplitude afin de ne pas dépasser le seuil où des déformation plastiques apparaissent. Ce seuil est déterminé par une simulation numérique qui est présentée en détail dans le paragraphe suivant. La raison pour laquelle nous attachons une importance à la plastification de la pièce provient du fait que la méthode repose sur le principe de retour élastique qui est développé plus en détail par la suite.

Lorsque le défaut mesuré sur la portée est jugé satisfaisant, un dressage de la surface par tournage à l'aide d'un outil de coupe est opéré (figure 2.2(c)). Cette deuxième étape permet d'obtenir une surface plane afin qu'elle soit apte à être rodée (le rodage ne peut pas s'effectuer sur une surface trop déformée).

La troisième étape de rodage permet de donner un état de surface représentatif de ceux rencontrés dans un appareil de robinetterie du circuit primaire d'une centrale nucléaire de la filière des réacteurs à eau sous pression (figure 2.2(d)). Ce rodage est usuellement effectué dans le but d'améliorer les propriétés d'étanchéité d'un robinet (Vallet [2008]).

La quatrième étape de ce processus est le relâchement de l'effort exercé par les trois mors. Ce relâchement induit un retour élastique qui va de nouveau produire un défaut ondulé sur la surface supérieure. Nous obtenons ainsi une surface présentant un état de surface rodé caractéristique des robinetteries de centrale nucléaire tout en ayant un défaut de forme ondulée sur la portée. La figure 2.2(e) présente la forme théorique du défaut obtenu qui physiquement s'apparente à l'opposé de l'ondulation obtenue lors de la phase de serrage (figure 2.2(b)). Ceci est la conséquence de l'énergie potentielle élastique présente qui opère le retour élastique.

Pour terminer la procédure, une cinquième étape de découpe (figure 2.2(f)) permet d'usiner la virole qui constitue notre éprouvette d'étanchéité. Cette ultime étape est réalisée par une découpe directe sur le tour ou par électro-érosion. Lors de cette étape nous nous assurons d'une découpe la plus droite possible afin de minimiser le défaut d'inclinaison sur la portée. Cependant, les dispositifs expérimentaux présentés dans les paragraphes suivants permettent de limiter l'impact de tels défauts d'inclinaison sur la fuite d'étanchéité.

Avant une réalisation concrète, ce procédé a nécessité la vérification que le retour élastique permet bien la production d'un défaut d'ondulation acceptable (c-à-d d'amplitude représentative de ce que l'on peut observer dans le milieu industriel). Ce

retour élastique dépend de plusieurs paramètres : les types de matériaux employés, la géométrie de l'ébauche et le module de l'effort de serrage exercé par les trois mors. Un stage préalable à ce travail de thèse (Raposo [2013]) a permis de s'en assurer. Le paragraphe suivant détaille ces simulations numériques.

2.1.2 Vérification de la faisabilité par simulation

Dans ce paragraphe, on décrit la simulation numérique basée sur la méthode des éléments finis afin de calculer l'ondulation qu'il est possible de produire grâce à ce procédé d'usinage. Compte-tenu des symétries de l'ébauche, prise dans trois mors, nous considérons un sixième de la géométrie de la pièce (voir figure 2.3). Les dimensions du modèle sont obtenues à partir d'un plan de l'ébauche donné en annexe A. Les conditions aux limites sont représentées sur la figure 2.3, on distingue notamment :

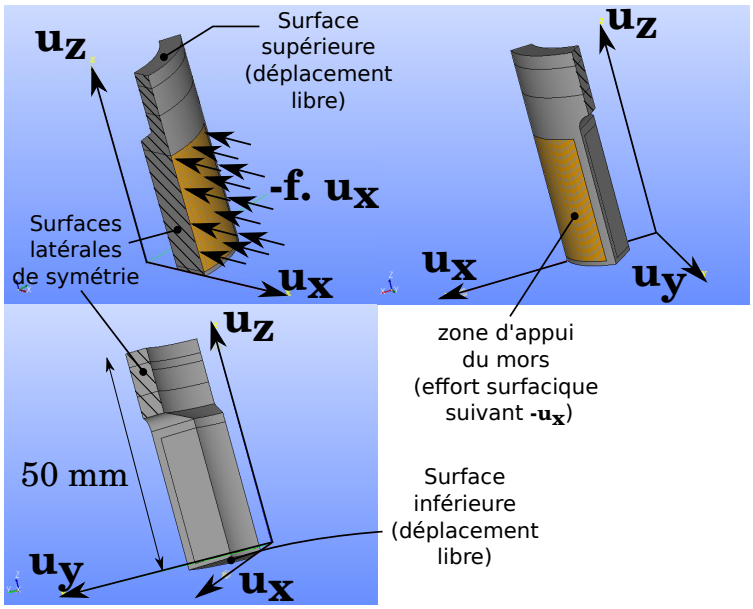


FIGURE 2.3 – Plusieurs vues du modèle géométrique d'un sixième de l'ébauche et conditions aux limites appliquées

- la surface supérieure sur laquelle le défaut d'ondulation est créé (conditions aux limites libres sur tous les degrés de liberté)
- la surface inférieure (conditions aux limites libres sur tous les degrés de liberté)
- la zone d'appui du mors (modélisation d'un effort surfacique orienté suivant $-\mathbf{u_x}$)
- les surfaces latérales de symétrie sur lesquelles des conditions de déplacement normal nul sont appliquées

Dans cette simulation nous modélisons le revêtement dur par un écrouissage isotrope bilinéaire dont la loi de comportement a été déterminée par des études antérieures menées par EDF (Beaurin [2012]). Une loi de comportement de même

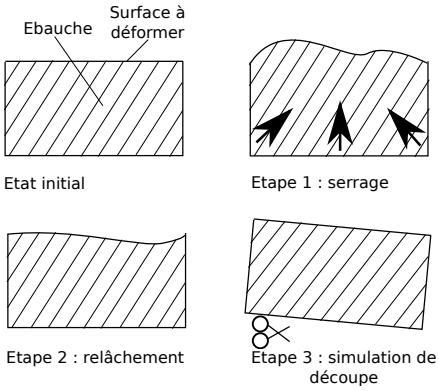


FIGURE 2.4 – Etapes de la simulation du procédé de fabrication

nature est appliquée pour la modélisation de l'acier inoxydable 316L utilisé pour le reste de la structure (loi analogue au RCCM). La simulation du procédé est divisée en 3 étapes représentées sur la figure 2.4. Cette simulation est réalisée en résolvant l'équilibre mécanique en se basant sur l'hypothèse des petites déformations.

La première étape consiste en l'application d'un effort surfacique incrémental de $0.5N/mm^2$ orienté suivant $\mathbf{u_x}$ sur la zone d'appui du mors. Cet effort modélise l'appui d'un demi mors sur la structure (symétries dans le modèle). L'effort incrémental permet d'observer la plastification de la structure au cours du chargement. Lorsque la partie supérieure de l'ébauche (correspondant à la virole) présente une déformation plastique cumulée de 0.1%, le chargement est arrêté. En effet, afin de bénéficier du phénomène de retour élastique, il est nécessaire de veiller à ce que les déformations obtenues restent réversibles.

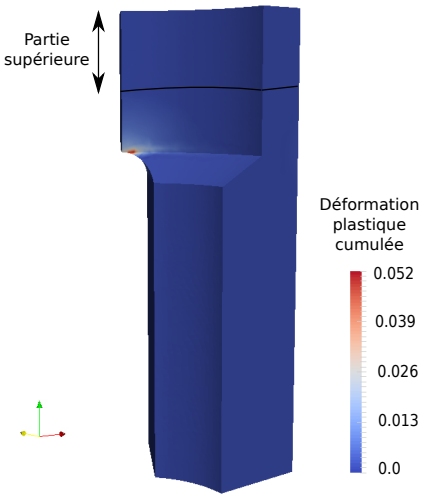


FIGURE 2.5 – Déformation plastique cumulée sur l'ensemble de la structure à l'issue de l'étape de relâchement

La figure 2.5 représente la déformation plastique cumulée obtenue à l'issue de l'étape de serrage progressif. On constate une concentration de ces dernières sur les zones de faible rayon de courbure (pointe de la fente). Ce champ de déformation est obtenu au 10^{eme} pas de chargement, soit pour un effort surfacique de $5N/mm^2$.

La seconde étape du calcul correspond à la relaxation de l'effort de serrage. Pour ce faire, l'effort appliqué sur la surface correspondant à la zone d'appui du mors est diminué par décrément jusqu'à ON/mm. L'effort décrémental est pris égal à $0.5N/mm$ comme lors de la phase de serrage.

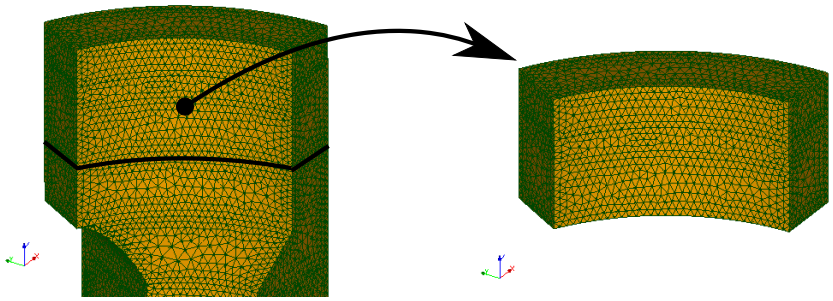


FIGURE 2.6 – Maillage de l'ébauche complète et maillage de la partie supérieure utilisé pour réaliser la simulation de la découpe par projection des champs

La troisième étape consiste à simuler la découpe de la virole. Cette découpe est simulée en effectuant une projection des champs obtenus sur la partie supérieure à l'issue de l'étape de relaxation dans un nouveau maillage constitué uniquement de la partie supérieure (voir figure 2.6). L'équilibre mécanique résolu consiste alors à laisser relaxer ces contraintes sur un pas de temps. Cette troisième estimation permet d'évaluer la relaxation induite par la désolidarisation de la partie supérieure lors de l'étape de coupe.

Les figures 2.7(a) et 2.7(b) représentent les contraintes avant et après simulation de la découpe. Le relâchement induit une nette diminution de ces dernières.

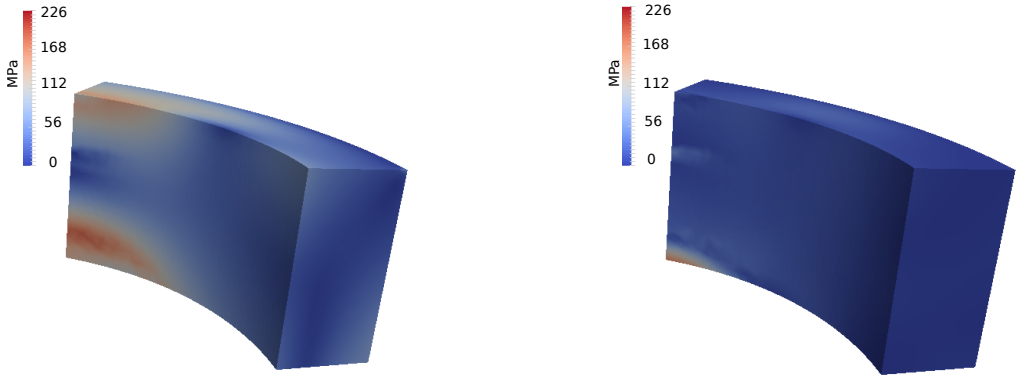
Enfin, afin d'estimer le défaut d'ondulation obtenu par le procédé, un calcul est réalisé sur les déplacements suivant $\mathbf{u_z}$ obtenus sur la face supérieure. La figure 2.8 représente l'altitude initiale $a_{z\ init}$ (avant les simulations), l'altitude après simulation de l'application de l'effort $a_{z\ app\ eff}$ et enfin l'altitude après la modélisation de la découpe $a_{z\ dec}$.

L'estimation de l'altitude obtenue par le procédé $a_{z\ calc}$ est réalisée en effectuant le calcul suivant :

$$a_{z\ calc} = a_{z\ dec} - a_{z\ app\ eff} \tag{2.1}$$

Cette soustraction donne une approximation de l'altitude obtenue par les procédés d'enlèvement de matière mis en place (dressage et rodage).

Au terme des simulations nous avons une estimation du défaut d'ondulation sur la surface supérieure. Ce défaut est représenté sur la figure 2.9. Il est reconstruit sur



(a) (b)

FIGURE 2.7 – Contraintes de Von Mises lors de la simulation de la découpe : (a) : état initial (b) : état final après relaxation (projection des champs de contraintes et déplacements dans le maillage de la partie supérieure)

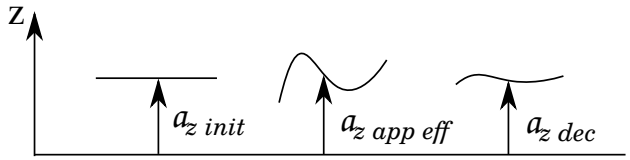


FIGURE 2.8 – Calcul de l'ondulation

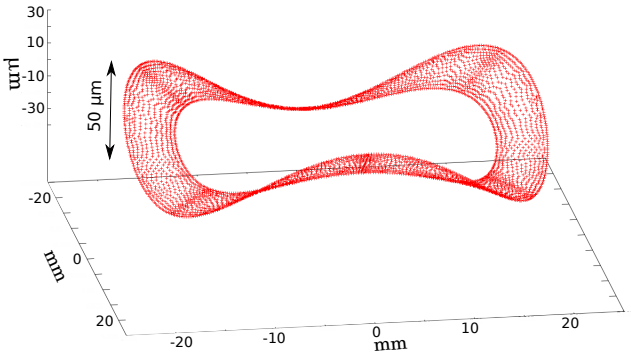


FIGURE 2.9 – Défaut d'ondulation obtenu

l'ensemble de la surface annulaire à partir des symétries. On observe une amplitude crête-à-crête de l'ordre de $50\mu m$ et une forme caractéristique en trilobe. Cette amplitude crête-à-crête constitue ainsi une valeur limite au delà de laquelle on induit des plastifications non souhaitées. Nous nous servons de cette valeur lors du procédé de fabrication afin de veiller à la non-plastification de la partie supérieure correspondant à la virole.

2.1.3 Fabrication

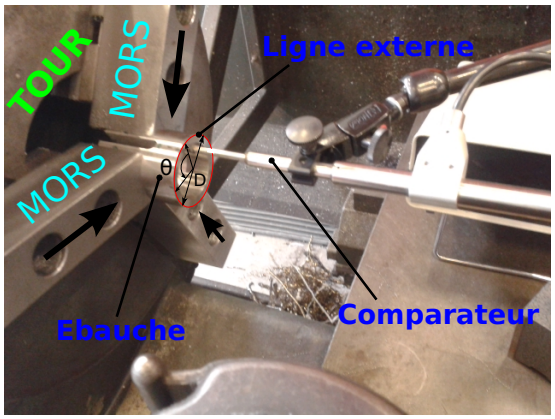


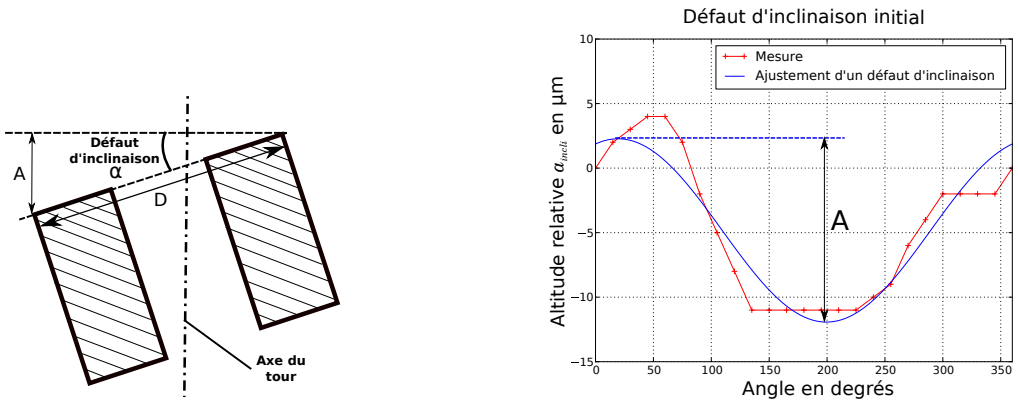
FIGURE 2.10 – Ebauche placée dans le mandrin trois mors et comparateur de déplacement

La mise en place du procédé de fabrication est réalisée suivant la méthode exposée dans le paragraphe 2.1.1. La figure 2.10 présente une ébauche serrée dans le mandrin trois mors du tour.

Le comparateur de déplacement permet alors de mesurer l'état de l'ondulation de la surface à l'issue de chaque étape de fabrication sur un cercle concentrique de l'anneau de la portée proche du rayon externe car c'est sur ce cercle que nous obtenons les amplitudes de défaut les plus élevées. L'objectif est de ne pas dépasser la valeur limite d'amplitude d'ondulation déterminée par le calcul au delà de laquelle nous considérons que la partie supérieure a plastifié.

Pour observer correctement l'ondulation générée par le procédé, il est cependant nécessaire de prendre en compte les défauts d'inclinaison de positionnement de l'ébauche dans le mandrin trois mors comme matérialisé sur la figure 2.11(a). Cette identification est réalisée au cours du procédé sur la ligne de mesure du comparateur matérialisée sur la figure 2.10. Plus précisément, l'altitude relative est mesurée sur ce cercle par rotation du mandrin portant l'ébauche. Le comparateur restant fixe. Nous obtenons alors une altitude fonction de l'angle. Dans le cas d'un défaut d'inclinaison pur comme présenté sur la figure 2.11(a), cette fonction est sinusoïdale. En notant l'angle θ de rotation cette altitude a_{incli} s'écrit de la manière suivante :

$$a_{incli}(\theta) = A\sin(\theta + \phi) \tag{2.2}$$



(a) (b)

FIGURE 2.11 – Défaut d'inclinaison

A et ϕ sont des constantes réelles.

L'estimation du paramètre A par ajustement nous donne l'angle α d'inclinaison par la formule en considérant le diamètre D de la pièce (voir figure 2.11(a)) :

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{A}{D}\right) \tag{2.3}$$

La figure 2.11(b) représente le relevé de l'inclinaison obtenue par cette mesure à l'étape 1 du procédé, c'est-à-dire juste après le montage de l'ébauche dans le mandrin. En ajustant un défaut d'inclinaison par la méthode des moindres carrés, nous pouvons caractériser l'angle de l'inclinaison. Nous recalculons systématiquement un nouveau défaut d'inclinaison à l'issue de chaque étape car celui-ci peut en effet être modifié par exemple lors des étapes de rectification et de rodage.

La fonction caractéristique de l'ondulation lors de chaque mesure est obtenue après soustraction de ce défaut d'inclinaison. Cette modification peut être liée à un défaut d'usinage lors de ces étapes abrasives. Précisons que cette procédure est seulement destinée à observer globalement l'amplitude du défaut dans le but de ne pas dépasser le seuil de la plastification. Une mesure plus précise par microscopie confocale permet de cartographier bien plus précisément la forme de l'ondulation générée. Ces mesures sont présentées plus loin dans ce document.

Au cours de la procédure, moyennant la suppression du défaut d'inclinaison nous obtenons le profil ondulé généré sur la virole et sommes capables de suivre au cours du chargement l'état d'ondulation induit par l'appui des trois mors. La figure 2.12 présente les résultats d'altitudes obtenues au cours du processus sur un essai. Chaque numéro est associé à une étape :

— 0 : Mise en place
— 1 : Serrage
— 2 : Rectification

— 3 : Rodage
— 4 : Relâchement
— 5 : Découpe

Sur ces courbes, on observe bien une ondulation induite par le serrage des trois mors supprimée par la rectification et le rodage. Le retour élastique est très bien observée sur la courbe 4. La dernière mesure réalisée après la découpe est obtenue en positionnant la virole sur son porte-éprouvette et en effectuant une mesure sur un marbre. Encore une fois, le défaut d'inclinaison soustrait est différent à cause du défaut d'inclinaison du marbre et du porte-éprouvette combiné. Avec cette dernière mesure on observe une augmentation de l'amplitude du défaut d'ondulation qui peut être expliquée par la relaxation définitive des contraintes résiduelles dans la partie supérieure lors de la découpe. La figure 2.13 présente une virole obtenue à l'issue de la découpe.

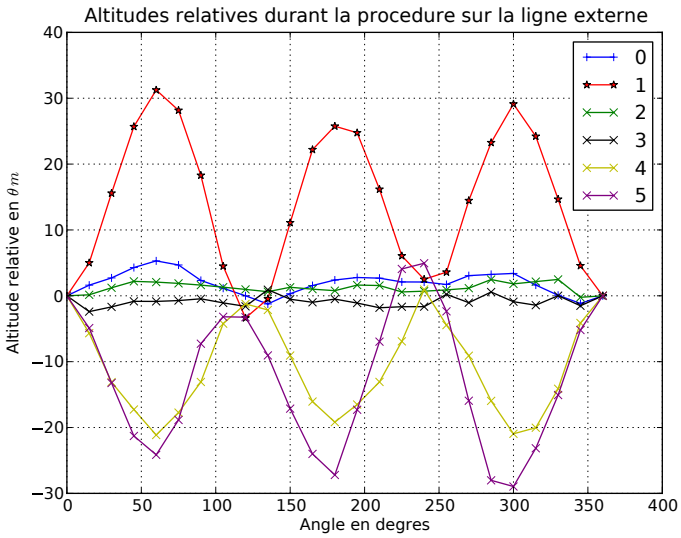


FIGURE 2.12 – Mesure de la déformée avec le comparateur

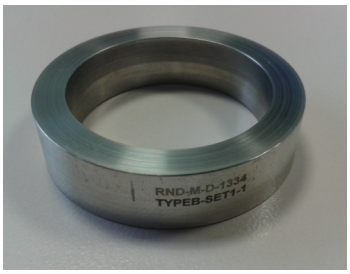


FIGURE 2.13 – Virole ondulée obtenue à l'issue de la découpe

2.2 Dispositif expérimental DIMITRI

2.2.1 Principe : asservissement d'un débit volumétrique

Dans le but de réaliser une expérience d'étanchéité, un dispositif original a été mis au point. Ce dispositif permet d'effectuer des mesures de débit et de différence de pression entre la partie amont et avale du contact entre une éprouvette ondulée mise au point par la méthode présentée dans la partie précédente (virole) et une pièce antagoniste, constituée de carbure de tungstène, considérée plane et rigide vis-à-vis de l'éprouvette (assemblage de la virole sur le porte-éprouvette).

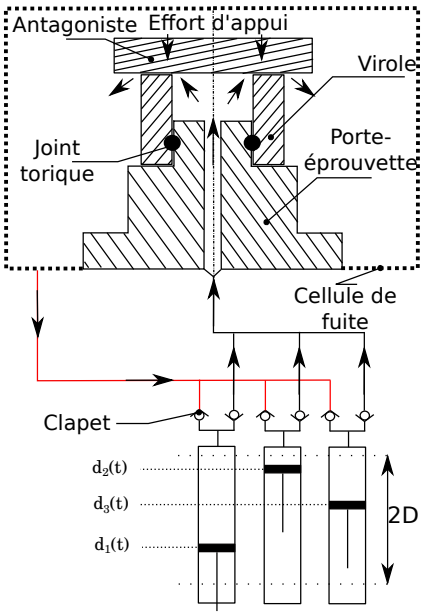


FIGURE 2.14 – Schéma de principe de l'expérience de mesure du débit de fuite

L'objectif est alors de déterminer la transmissivité du contact associée à un effort d'appui donné. La transmissivité du contact reliant débit de fuite et perte de charge permet de caractériser de manière intrinsèque les propriétés d'étanchéité de la liaison de contact métallique. Le dispositif de mesure utilisé pour cette thèse est appelé "DIMITRI" (Dispositif de Mesure In-situ des Transmissivités Instrumenté). Il a été conçu par la société LFTechnologies basée en Vendée. La figure 2.14 présente le fonctionnement de ce dispositif. Celui-ci est constitué de trois pistons plongeurs repérés par leurs positions $d_i(t)$ ($i = 1, 2$ ou 3). Ils sont insérés dans un circuit fermé dans lequel plusieurs clapets imposent une circulation du fluide donnée (de l'intérieur de l'anneau de contact vers l'extérieur). Le principe de fonctionnement consiste en un asservissement de la position de ces pistons dans le but de générer un débit constant au travers du contact. La mesure de pression est réalisée par l'intermédiaire de deux capteurs situés en amont et en aval du contact afin de mesurer une perte de charge générée par le débit de fuite asservi. Nous rappelons également que cette expérience se fait à température ambiante ainsi qu'en condition monophasique (eau liquide), il est alors nécessaire de s'assurer que le circuit ne contienne pas de bulles d'air qui

induiraient alors la présence d'un écoulement diphasique.

La mise en place du débit volumique constant dans le circuit se fait par un asservissement avec un régime cyclique du déplacement des trois pistons. Plus précisément, la vitesse de chaque piston est asservie avec un déphasage de 120° qui permet de réguler le débit. Les vitesses de déplacement de chaque piston s'expriment de la façon suivante à partir des dérivées de position de chaque piston :

$$v_i(t) = \frac{d(d_i(t))}{dt} \tag{2.4}$$

A partir de la vitesse de chaque piston nous pouvons exprimer le débit algébrique de ceux-ci. Si ce débit est positif, alors de l'eau est injectée en amont du contact. A l'opposé, dans le cas où le débit devient négatif, ceci signifie que le piston recule et qu'il laisse de la place pour accueillir l'eau venant de l'aval du contact. Ce sont les clapets qui permettent d'injecter le fluide par avancement positif des pistons et pareillement pour la réception du fluide venant de l'aval du contact. Ces débits peuvent être exprimés de la façon suivante en considérant la section S de chaque piston qui est choisie comme constante dans la conception du dispositif d'essais :

$$q_i(t) = Sv_i(t) \tag{2.5}$$

Afin d'obtenir un débit constant, il est nécessaire de vérifier deux conditions. Tout d'abord, la somme des débits algébriques doit être égale à 0. En effet, à tout instant t, nous devons avoir des pistons qui injectent une quantité d'eau donnée en amont et d'autres pistons qui viennent récupérer la quantité d'eau alors injectée. Nous pouvons écrire cette première condition entre les débits algébriques des trois pistons en considérant le débit global injecté Q_{inj} et le débit global réceptionné en aval Q_{rec} (eq. 2.6).

$$Q_{inj} + Q_{rec} = q_1(t) + q_2(t) + q_3(t) = 0 \tag{2.6}$$

Enfin, il est nécessaire que le débit injecté soit constant au cours du temps, afin de respecter la stationnarité de l'écoulement voulue pour caractériser la liaison étanche. Pour ce faire, il faut que la somme des valeurs absolues de chaque débit algébrique soit une constante du temps notée C. Avec ce formalisme, le débit injecté et le débit récupéré dans le circuit sont chacun égal à $\frac{C}{2}$ (eq. 2.7).

$$|Q_{inj}| + |Q_{rec}| = |q_1(t)| + |q_2(t)| + |q_3(t)| = C \tag{2.7}$$

La solution adoptée est présentée dans le graphe de la figure 2.15. Sur celui-ci nous pouvons voir que la période du cycle est divisée en 6 intervalles de durée t_s. Ce cycle respecte les conditions (2.6) et (2.7). En effet sur le premier intervalle de durée t_s, le piston 2 recule à vitesse constante alors que les pistons 1 et 3 opèrent respectivement une accélération et une décélération constantes compensées dans le but d'injecter un débit constant dans le circuit. Ce débit constant correspond alors au volume libéré en aval du circuit par le recul du piston 1 à vitesse constante. Les évolutions de

la position des pistons sont représentées sur la figure 2.16. Une modification de la vitesse d'asservissement permet de modifier le débit d'asservissement égal à Sv (soit $\frac{C}{2}$). Plus précisément nous pouvons exprimer la vitesse v en fonction de la période du cycle et de la distance $2D$ qui représente la longueur sur laquelle le déplacement d'un piston se fait à vitesse constante :

$$v = \frac{2D}{t_s} \tag{2.8}$$

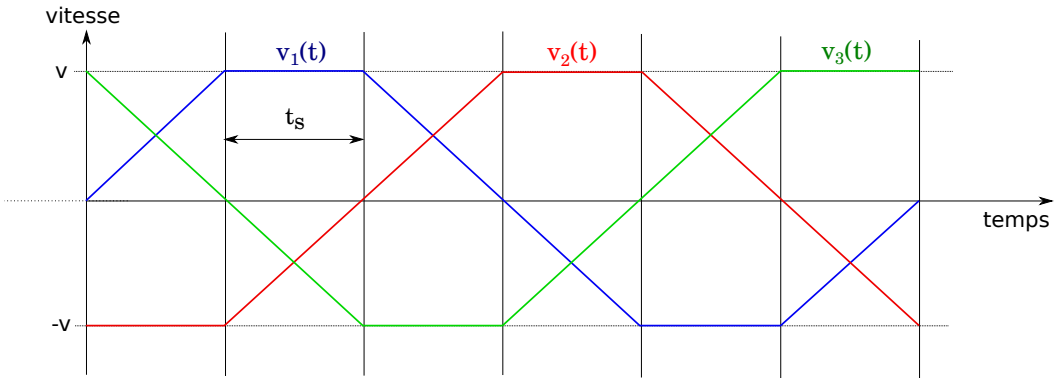


FIGURE 2.15 – Vitesse des pistons en fonction du temps sur un cycle

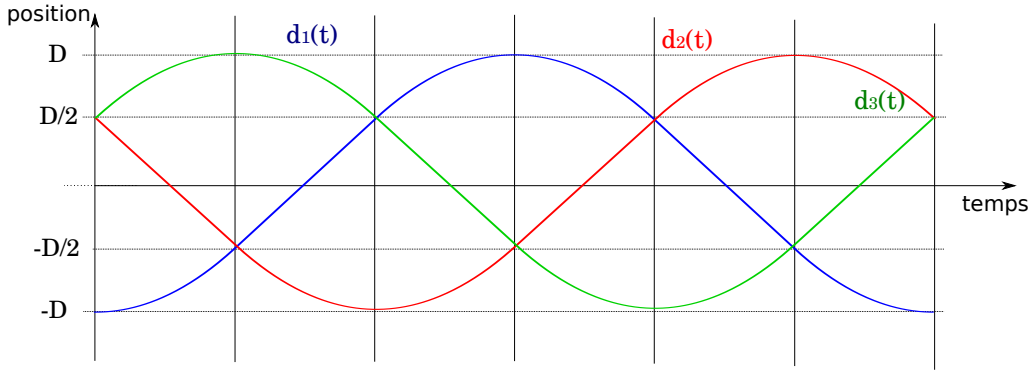


FIGURE 2.16 – Position des pistons en fonction du temps sur un cycle

$2D$ est l'amplitude maximale de déplacement qui doit contenir la distance sur laquelle le piston avance à vitesse constante et la distance sur laquelle le piston accélère et décélère (voir figure 2.16). Nous pouvons alors donner une expression de la fréquence du cycle ω à partir de la durée t_s qui permet de définir la vitesse donnant le débit injecté à partir de la relation (2.7).

$$\omega = \frac{2\pi}{6t_s} \tag{2.9}$$

Une pompe permet d'alimenter la boucle à partir d'un réservoir d'eau annexe. Afin de vérifier qu'il n'y a pas de bulles d'air dans le circuit, un test de compressibilité

de l'eau dans le circuit est réalisé. Ce test mis au point lors de la conception de la machine à partir de mesures de débits massiques permet d'établir si le circuit peut être considéré comme totalement purgé des bulles d'air. Enfin, le banc est équipé d'un échangeur thermique dont le rôle est d'évacuer l'énergie thermique générée par l'installation. Dans le but d'assurer un débit massique constant, il est primordial de s'assurer que la température reste constante et qu'ainsi la masse volumique de l'eau n'est pas changée (si ce n'était pas le cas l'effet de température se verrait par une variation du débit). L'annexe B présente de manière plus détaillée le plan du banc d'essai DIMITRI.

2.2.2 Mise en contact et effet de fond

Dans le dispositif DIMITRI, l'antagoniste est constitué d'une pièce cylindrique en carbure de tungstene. Ce matériau possède un module de Young de plus de 500 GPa soit plus du double du module de Young des pièces constituant l'éprouvette d'étanchéité qui vaut environ 200 GPa. Il a également une résistance mécanique et une dureté très élevées qui permettent de le considérer comme purement rigide dans les simulations. D'autre part, il est positionné sur une liaison rotule afin d'obtenir un contact homogène sur la surface de l'éprouvette d'étanchéité.

Concernant la mise en contact une attention particulière est également portée sur l'effet de fond. Celui-ci est l'influence de la pression de fluide sur la force de contact. Il est très largement présent sur les robinets industriels et influe sur l'étanchéité des portages métalliques.

En fonction de la géométrie et de la technologie employées cet effet pourra contribuer à l'amélioration de l'étanchéité en venant réaliser un serrage supplémentaire ou, au contraire, il pourra venir desserrer le contact et ainsi réaliser une étanchéité moins performante que prévue. Notre géométrie de contact, dans les expériences du banc DIMITRI, présente un effet de fond qui tend à desserrer le contact. Compte-tenu de la nature de nos expériences, nous souhaitons retrouver un contact pour lequel cet effet de fond est connu afin de le compenser en effectuant un serrage mécanique supplémentaire. L'objectif de l'expérience est de connaître le mieux possible la pression de contact appliquée sur la portée d'étanchéité. Pour ce faire, nous établissons une expression mathématique de cet effort mécanique. Celui-ci vient s'appliquer sur une surface circulaire sur l'antagoniste dans le sens de desserrage de ce dernier. La figure 2.17 représente cet effet de fond dans le dispositif DIMITRI. Nous pouvons l'approcher avec la formule suivante en considérant la pression interne P_i en amont du contact :

$$F_{fond} = P_i \pi \frac{r_e^2 + r_i^2}{2} \tag{2.10}$$

2.2.3 Exemple de fonctionnement

Dans ce paragraphe nous présentons un exemple de fonctionnement où un asservissement en débit est opéré. Nous considérons notre éprouvette d'étanchéité ondulée

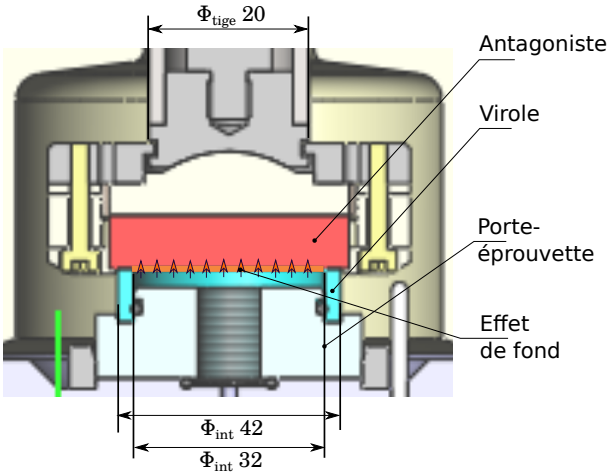


FIGURE 2.17 – Effet de fond dans l'enceinte

de test et nous imposons un débit de $700mm^3/s$ au travers du contact lorsqu'un appui de $10000N$ est appliqué entre l'antagoniste et l'éprouvette. L'objectif de cette expérience est de vérifier que la pression reste constante et l'écoulement stationnaire. La figure 2.18 représente la différence de pression entre l'amont et l'aval du contact sur une durée de $60s$. On observe que l'écart-type relatif à la moyenne de la pression sur cette période est inférieur à 0.2%. Cet exemple de fonctionnement nous assure un état suffisamment stationnaire.

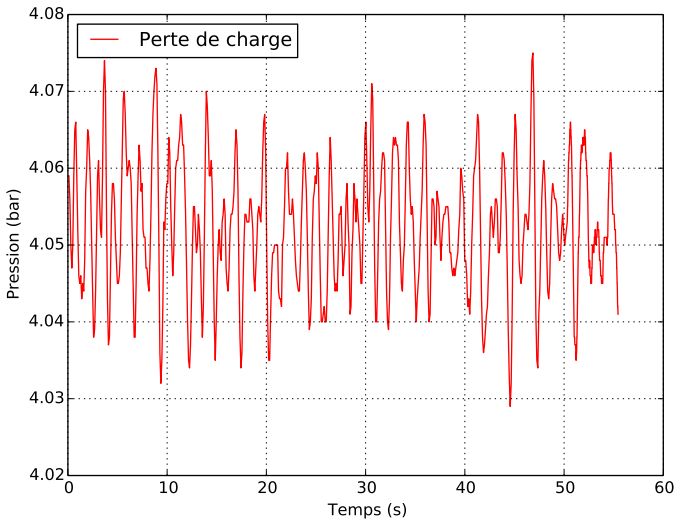


FIGURE 2.18 – Asservissement d'un débit de $700mm^3/s$

2.2.4 Mesure de la transmissivité

La transmissivité est une grandeur reliant la différence de pression entre l'amont et l'aval du contact et le débit de liquide parcourant le contact. Cette relation résulte des propriétés de l'écoulement qui permettent de simplifier les équations de Navier-Stokes par des équation de Reynolds (voir chapitre 1). Dans le cas d'un contact annulaire nous pouvons écrire :

$$\frac{Q}{2\pi} = -\frac{K}{\mu}\frac{\Delta P}{\ln(\frac{r_i}{r_e})} \tag{2.11}$$

Q est le débit volumique en m^3/s,
μ est la viscosité du fluide en $Pa.s$,
ΔP est la différence de pression amont/aval en Pa,
r_i et r_e sont les rayons internes et externes de la portée annulaire en m,
K est la transmissivité du contact en m^3

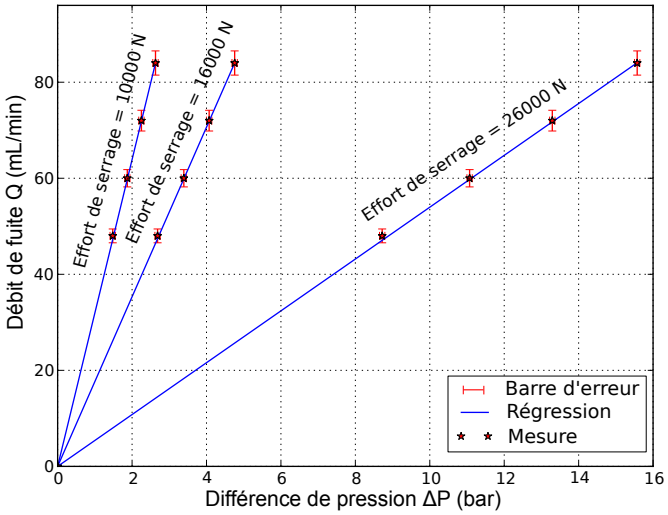


FIGURE 2.19 – Courbes débit-pression pour différents efforts d'appui

La performance d'étanchéité du contact est d'autant plus médiocre que la transmissivité est élevée. Le calcul de celle-ci s'effectue alors par une régression linéaire entre la différence de pression mesurée et le débit volumique associé. Cette régression linéaire permet de déterminer la transmissivité du contact et de vérifier la linéarité entre pression et débit. La transmissivité est déterminée pour plusieurs efforts d'appui. Ces derniers varient de $1000N$ à $36000N$, ce qui correspond à des pressions de contact moyennes comprises entre 1 et $60MPa$. Pour un effort de contact choisi, plusieurs débits sont asservis et la différence de pression amont/aval est mesurée par l'intermédiaire des capteurs. Le report des mesures dans un graphe permet alors de réaliser une régression linéaire pour déterminer la transmissivité (figure 2.19).

2.3 Dispositif expérimental du TREFLE

2.3.1 Principe

Dans le cadre du groupe de recherche GDR 2345 qui visait à étudier l'étanchéité statique de joints métalliques, un banc d'essais a été mis au point et a également fait l'objet d'un dépôt de brevet (Lasseux et Marie [2008]). Ce banc s'appuie sur un asservissement en pression de butanol à l'aide d'un ciel d'azote sur la partie amont du contact. La quantification de la fuite de butanol au travers du contact se fait grâce à un système de chromatographie en phase gazeuse qui permet de doser, au cours du temps, la quantité de butanol présente dans un circuit fermé d'éthanol dans lequel se déverse la fuite de butanol venant de l'amont du contact. Une telle boucle est bien adaptée à des mesures de transmissivité d' ordre de grandeur inférieur à $10^{-1}\mu m^3$. Dans notre étude la fuite est plus importante de plusieurs ordres de grandeur. Il serait alors nécessaire, avec ce système de mise en pression de la partie amont, de démonter le système pour le réapprovisionner en liquide. Un tel démontage proscrit alors plusieurs mesures de transmissivité pour une même éprouvette d'étanchéité. D'autres part, la chromatographie en phase gazeuse est difficilement applicable dès lors que la quantité de butanol à doser devient importante. Nous avons alors adapté ce moyen d'essais à notre cas afin de valider les résultats de fuite donnés par le banc d'essai DIMITRI. Le système de mise en contact est réalisé à l'aide d'un vérin à huile permettant de serrer l'éprouvette d'étanchéité sur un antagoniste plan et rigide constitué d'un saphir synthétique pour ce banc d'essai.

Dans cette adaptation du moyen d'essai disponible au département TREFLE de l'I2M, nous mettons en place une pompe volumétrique imposant un débit volumique en amont du contact. Celle-ci vient en remplacement du ciel d'azote qui consistait alors en un asservissement de la pression amont. La récupération de la fuite se fait par l'intermédiaire d'une balance qui permet de peser au cours du temps la masse de liquide passant au travers du contact. Comme le système de chromatographie en phase gazeuse n'est plus utilisé, l'eau vient en remplacement du butanol, elle sera la seule utilisée dans la mesure de fuite. Dans ce nouveau dispositif le système de mise en contact est inchangé (vérin à huile) ainsi que le système d'acquisition de la pression en amont du contact (la pression en aval est la pression atmosphérique dans ce système). La figure 2.20 représente un schéma simplifié de l'expérience. La photographie de l'installation est représentée en figure 2.21.

2.3.2 Mise en contact

Le système de mise en contact nécessite de corriger les éventuels défauts d'inclinaison des pièces en contact. Dans ce système la mise en place d'une bague de caoutchouc et d'une autre en Teflon permet de corriger les éventuels défauts d'inclinaison. La figure 2.22 donne un aperçu de l'ensemble de la cellule de la fuite. On y voit les deux bagues hyperélastiques venant corriger les défauts d'inclinaison lors de l'appui générant le contact entre l'antagoniste et l'éprouvette d'étanchéité.

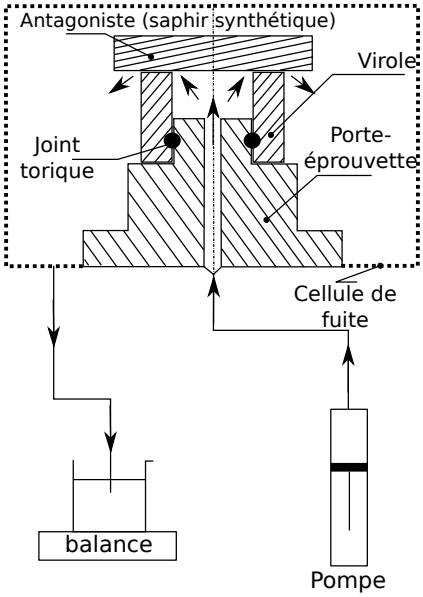


FIGURE 2.20 – Schéma de l'expérience de fuite avec une pompe volumétrique

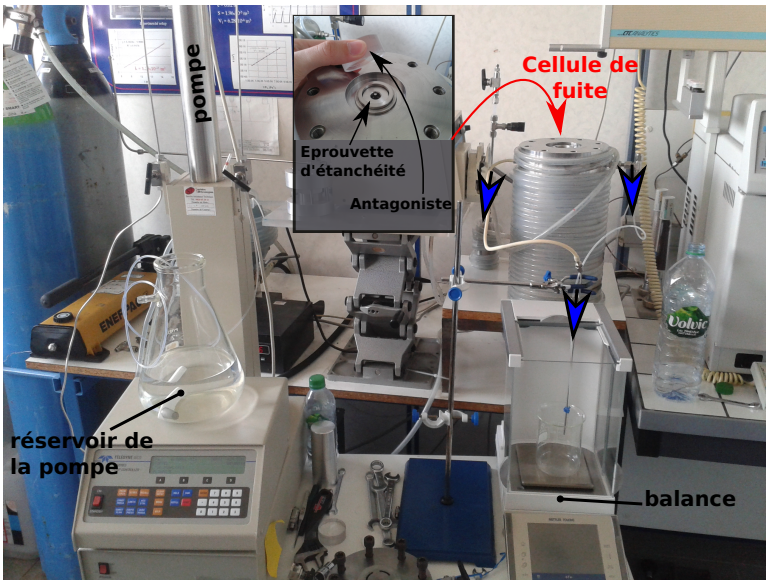


FIGURE 2.21 – Banc d'essais mis au point au TREFLE

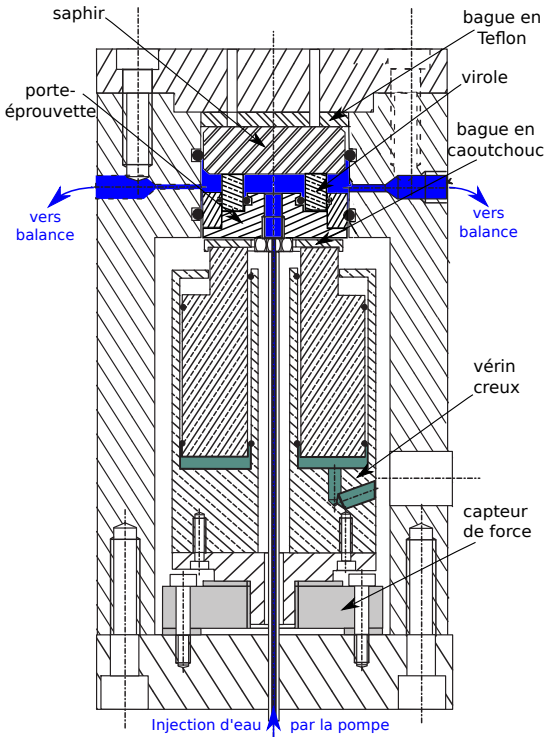


FIGURE 2.22 – Vue en coupe de la cellule de fuite du dispositif TREFLE

2.3.3 Validation de la procédure

Le débit volumique généré par la pompe volumétrique est contrôlé à l'aide d'une balance. Celle-ci permet de vérifier si le débit d'eau circulant dans la boucle est bien égal à celui injecté par la pompe. Cette démarche de validation permet de vérifier que le liquide circule bien au travers de la liaison étanche et qu'il n'y a alors pas de fuite annexe. La figure 2.23 présente la masse de liquide obtenue en sortie en fonction du temps sur une durée de $60s$ lorsqu'un appui de $12000N$ est réalisé sur une de nos viroles ondulée. Une programmation de l'asservissement de la pompe à $18g/min$ est réalisé ce qui correspond alors à $12g/min$ si nous considérons que la masse volumique de l'eau est de $1000kg/m^3$. On observe, après régression linéaire, que le débit est bien maintenu par la pompe d'une part, et qu'il est très proche de celui la pompe volumétrique. Cette expérience nous permet de valider la procédure. Nous pouvons alors associer un débit à la mesure de pression effectuée par le capteur placé en amont du contact.

2.4 Calcul d'incertitude sur la transmissivité

La transmissivité est déterminée par une regression linéaire. Dans le but de déterminer l'incertitude sur cette régression nous présentons dans ce paragraphe la méthode statistique permettant de la quantifier. Nous utilisons une approche de type Gauss-Markov (Beck et Arnold [1977]) reportée par C. Vallet (Vallet [2008]).

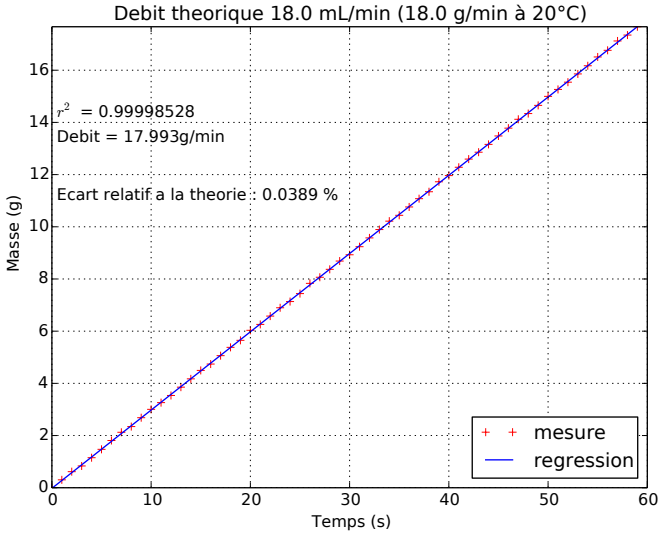


FIGURE 2.23 – Mesure de la masse d'eau issue de la fuite

En reprenant la relation entre la différence de pression et le débit circulant au travers du contact (2.11), nous pouvons écrire :

$$K = \frac{\mu Q}{2\pi \Delta P} \ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) \tag{2.12}$$

En considérant des mesures indépendantes de transmissivités notées Y_i, nous pouvons déterminer l'estimateur optimal de variance minimale de K et son écart-type σ_K (Vallet [2008]) :

$$K = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} Y_i \sigma_{Y_i}^{-2}}{\sum_{i=1}^{i=n} \sigma_{Y_i}^{-2}} \tag{2.13}$$

$$\sigma_K^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \sigma_{Y_i}^{-2}} \tag{2.14}$$

La relation (2.14) nous permet de retrouver l'incertitude sur la mesure de la transmissivité K à partir des incertitudes sur chaque mesure Y_i. Le calcul de chaque σ_{Y_i} est obtenu en considérant les erreurs de mesure de chaque grandeur intervenant dans le calcul de K. Plus précisément nous considérons que chaque grandeur mesurée Z peut être exprimée par $Z = Z^0 + \varepsilon_Z$ (ε_Z représentant l'erreur de mesure). Nous pouvons écrire (Vallet [2008]) :

$$\varepsilon_{Y_i} = Y_i^0 \left(\frac{\varepsilon_\mu}{\mu^0} + \frac{\varepsilon_Q}{Q^0} + \frac{\varepsilon_{r_e}}{r_e^0 \ln\left(\frac{r_e^0}{r_i^0}\right)} - \frac{\varepsilon_{r_i}}{r_i^0 \ln\left(\frac{r_e^0}{r_i^0}\right)} + \frac{\varepsilon_{\Delta P}}{\Delta P^0} \right) \tag{2.15}$$

A partir de la variance de ε_{Y_i}, il est possible d'écrire l'écart-type σ_{Y_i} :

$$\sigma_{Y_i}^2 = \left(\frac{Y_i^0}{\mu^0}\right)^2 \sigma_\mu^2 + \left(\frac{Y_i^0}{Q^0}\right)^2 \sigma_Q^2 + \left(\frac{Y_i^0}{\Delta P^0}\right)^2 \sigma_{\Delta P}^2 + \left(\frac{Y_i^0}{\ln\left(\frac{r_e^0}{r_i^0}\right)}\right)^2 \left(\frac{1}{r_e^{0\,2}} + \frac{1}{r_i^{0\,2}}\right) \sigma_r^2 \tag{2.16}$$

Dans l'expression (2.16) nous considérons que $\sigma_r = \sigma_{r_e} = \sigma_{r_i}$.

En calculant l'ensemble des σ_{Y_i} nous sommes en mesure d'obtenir l'écart-type σ_K grâce à l'expression (2.14) A partir de cette expression, nous pouvons écrire l'écart-type relatif $\frac{\sigma_K}{<K>}$ pour chaque mesure de transmissivité entreprise dans notre expérience.

Comme dans les travaux de Christophe Vallet (Vallet [2008]), nous identifions l'écart-type sur la mesure de la différence de pression amont/aval comme la précision annoncée au capteur. Plus précisément celle-ci est donnée par le constructeur, elle est égale à 0.04% de la pleine échelle qui est de $180bar$ soit $\sigma_{\Delta P} = 0.072bar$ pour le banc d'essais DIMITRI et 0.1% de la pleine échelle pour le banc du TREFLE soit $\sigma_{\Delta P} = 0.01bar$.

Concernant la viscosité nous considérons une incertitude $\sigma_\mu = 0.5.10^{-4} Pa.s$. Nous ne la mesurons pas directement. Nous nous appuyons sur des tables de mesures donnant cette dernière en fonction de la température. En supposant une température asservie à 1 degré Celsius près dans le dispositif, nous déterminons l'incertitude sur la viscosité.

Les dimensions de la portée (rayons internes et externes r_i et r_e) sont considérées connues avec une incertitude $\sigma_r = 0.03mm$

Le débit est considéré asservi avec une incertitude relative de 1% pour le banc du TREFLE d'après la mesure réalisée avec la balance et de 3% pour le banc DIMITRI d'après les mesures réalisées lors de la mise en exploitation de l'appareil.

Enfin, nous établissons aussi l'incertitude sur la mesure de la pression de contact apparente entre les deux pièces en contact. Cet effort de contact est considéré indépendant de la pression de fluide.

Nous écrivons alors la relation permettant de calculer l'incertitude sur la mesure de la pression de contact apparente :

$$\frac{\sigma_{Pca}}{Pca} = \frac{\sigma_F}{F^0} + \frac{2\sigma_r}{r_e^0 - r_i^0} \tag{2.17}$$

Une application numérique pour les deux bancs d'essais nous mène à majorer cette incertitude relative avec une valeur de 3%.

2.5 Mesures de transmissivité

2.5.1 Présentation des éprouvettes réalisées

Grâce au procédé présenté au début de ce chapitre, nous avons réalisé une série de trois éprouvettes répertoriées alpha, beta et delta présentant des défauts d'ondulation de diverses amplitudes. Des relevés d'altitude réalisés par microscopie confocale présentent une cartographie plus précise des défauts générés (figures 2.24(a), 2.24(b) et 2.24(c)).

L'éprouvette la plus ondulée est l'éprouvette beta avec un défaut d'ondulation crête-à-crête d'environ $50\mu m$, l'éprouvette delta a un défaut d'ondulation de $40\mu m$ et enfin l'éprouvette alpha possède le défaut le moins important d'environ $30\mu m$.

Enfin, il est important de noter la nature striée obtenue à partir de l'étape de rodage. En effet il a été très difficile de mener un rodage isotrope sur la surface. L'éprouvette delta n'a volontairement pas été rodée. Celle-ci contient uniquement un défaut de nature striée résultant de l'étape de dressage.

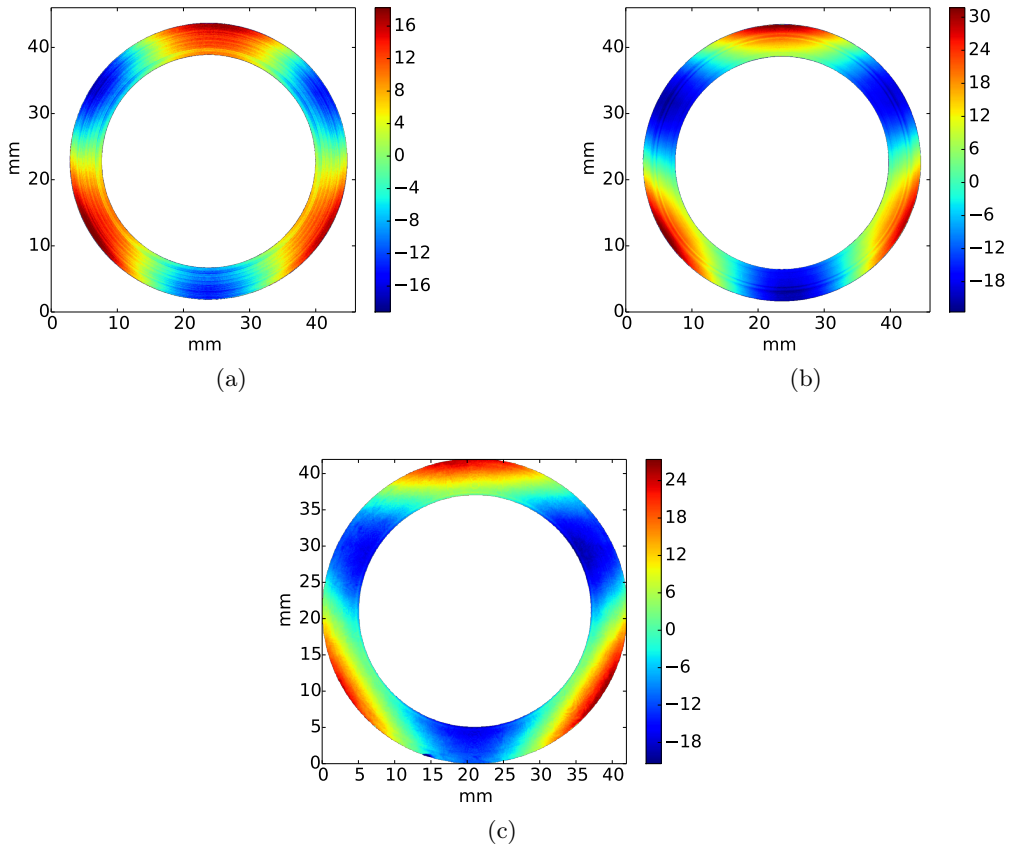


FIGURE 2.24 – Altitudes par rapport au plan moyen des surfaces des éprouvettes alpha (a), beta (b) et delta (c) (en μm)

2.5.2 Résultats de mesure

La figure 2.25 présente les transmissivités obtenues pour les trois éprouvettes à partir d'essais réalisés sur le banc DIMITRI. Conformément aux relevés d'altitudes nous observons des fuites plus élevées pour l'éprouvette beta qui présente le défaut d'ondulation avec la plus forte amplitude. D'autre part, les mesures présentées sur la figure 2.25 ont été réalisées en effectuant une charge de contact, ce qui signifie que la transmissivité est mesurée en augmentant progressivement l'effort de serrage. Une mesure de transmissivité suivant une décharge et une recharge du contact ne présente pas de différence de mesure. Il n'y a pas d'effet de décharge observé comme lors des travaux de Christophe Vallet (Vallet [2008]) et d'effet d'hystérésis observé lors d'un nouvel essai.

Les incertitudes mesurées sont présentées sur ce graphe, elles sont de l'ordre de 30% relatifs au maximum pour les faibles serrages. Ce maximum est observé à cet endroit de la courbe d'effort de contact à cause de la mesure de pression qui est plus faible (et donc entachée d'une erreur relative plus élevée) aux bas serrages pour un débit donné asservi. En effet, l'ouverture au travers de laquelle se produit la fuite est plus grande à cet endroit et donc la perte de charge demeure plus faible que lorsque le contact est plus fermé. Enfin, pour les plus grands serrages nous avons une incertitude relative très faible (inférieure à 5%).

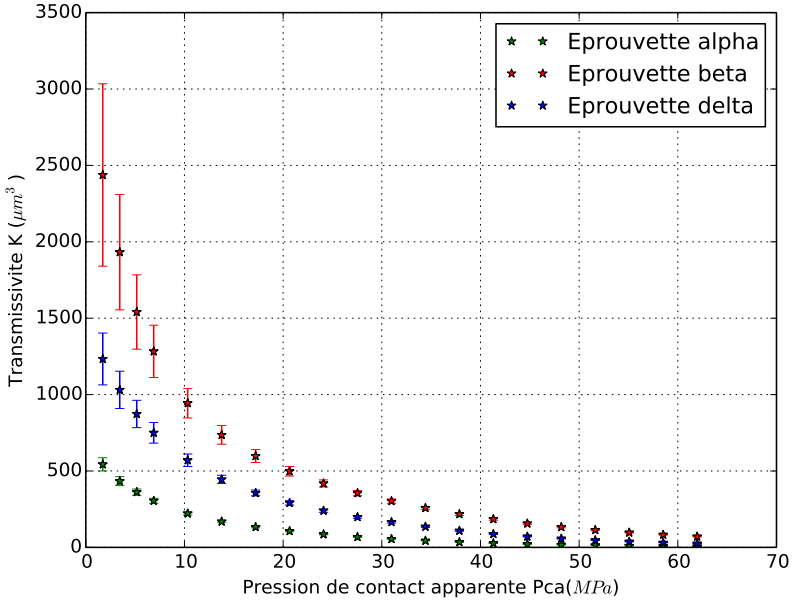


FIGURE 2.25 – Transmissivités mesurées pour les éprouvettes alpha, beta et delta

2.5.3 Répétabilité et effet de cyclage ou de charge/décharge

Des résultats de deux séries de mesures répétées de transmissivité sont représentées sur le graphe de la figure 2.26. On constate de faibles écarts. Ces résultats suggèrent que la structure des éprouvettes n'est pas déformée plastiquement.

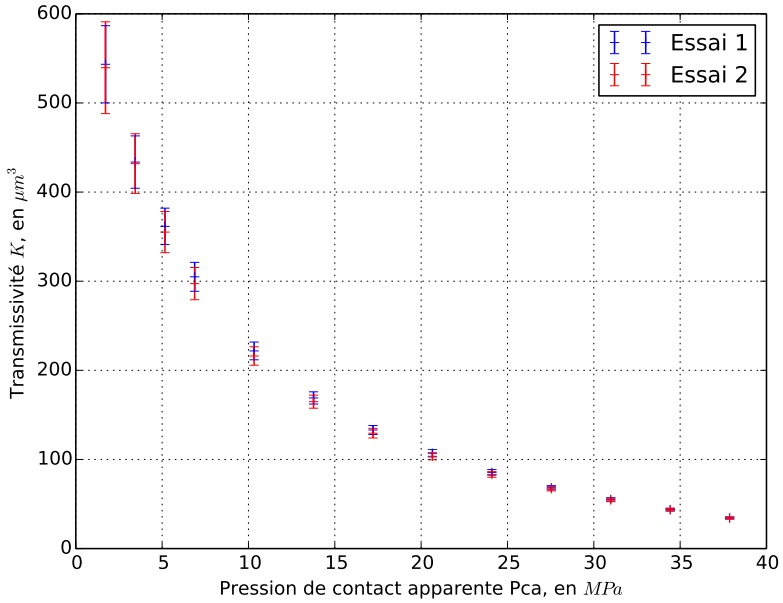
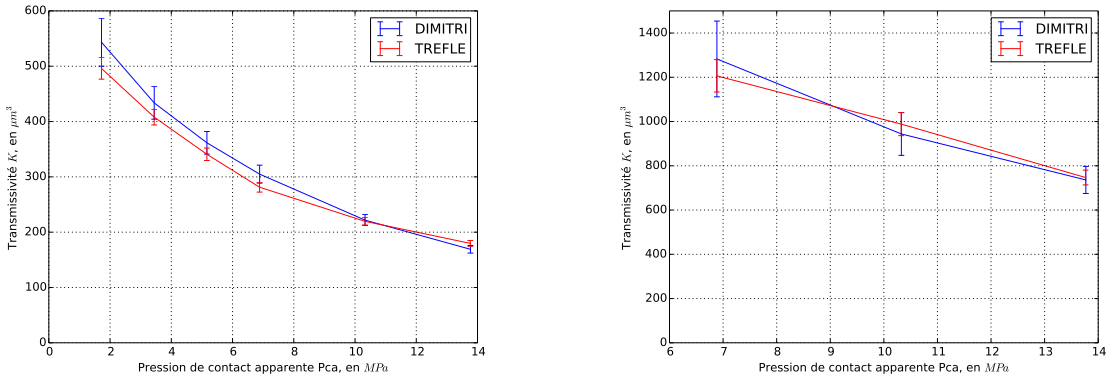


FIGURE 2.26 – Répétabilité de la mesure de transmissivité pour l'éprouvette alpha

Les figures 2.27(a) et 2.27(b) représentent des essais réalisés sur le banc du TREFLE confrontés à ceux réalisés sur le banc DIMITRI. L'objectif de cette expérience est d'appréhender la répétabilité sur deux moyens d'essais différents. On observe une concordance des mesures pour l'éprouvette alpha et l'éprouvette beta. Nous ne disposons que d'un nombre limité de points à cause de la nature du banc du TREFLE qui ne permet d'injecter qu'un volume limité de fluide. Seuls trois points de mesure ont été réalisés avec l'éprouvette beta, en effet la fuite induit une pression trop faible à mesurer et donc des incertitudes bien trop élevées.



(a) (b)

FIGURE 2.27 – Comparaison de mesure de la transmissivité entre les bancs DIMITRI et TREFLE pour les éprouvettes alpha (a) et beta (b)

2.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de détailler les différentes expériences permettant d'aboutir à la mesure de la transmissivité d'une éprouvette d'étanchéité contenant un défaut d'ondulation. Le protocole expérimental est détaillé dans ce chapitre. Tout d'abord le défaut d'ondulation est construit sur une éprouvette d'étanchéité à partir d'un procédé d'usinage développé dans une première partie. Cette éprouvette d'étanchéité est ensuite utilisée sur des moyens d'essais permettant des tests de fuite par l'intermédiaire de mesures de débits et de différences de pression entre l'amont et l'aval du contact entre l'éprouvette et un antagoniste plan et rigide correspondant à notre cas d'étude. Ces différents moyens d'essais sont présentés dans ce chapitre. Ils sont basés sur des asservissements en fuites volumiques. Par la suite, ces deux bancs d'essais sont testés sur une éprouvette ondulée afin de valider conjointement les deux dispositifs. Cette validation permet d'envisager la mise en place de plusieurs expériences sur des éprouvettes présentant des défauts d'ondulation d'amplitudes différentes. Le chapitre suivant est consacré à la simulation numérique de l'ensemble des expériences présentées dans ce chapitre. Le chapitre 4 est dédié à la confrontation des résultats de transmissivités obtenus expérimentalement avec ceux obtenus à partir de la simulation numérique.

Chapitre 3

Modélisation numérique

Ce chapitre est dédié à la méthodologie employée afin d'établir une prédiction numérique de la transmissivité du contact métallique en fonction de la force d'appui exercée entre les deux pièces réalisant la liaison étanche. L'objectif est d'effectuer cette prédiction numérique à partir de la donnée initiale du défaut ondulé mis au point sur la portée d'étanchéité. Ce travail s'articule ainsi autour de trois points. Tout d'abord, une première partie présente la méthode d'acquisition par microscopie confocale du défaut ondulé. Ensuite, les simulations numériques qui permettent d'aboutir à un calcul de transmissivité sont présentées. Plus précisément, dans un premier temps la méthode de décomposition modale des défauts qui permet de construire un modèle géométrique de la forme ondulée du défaut est présentée. L'étape suivante est consacrée à la modélisation du contact permettant d'obtenir le champ interstitiel résultant de l'appui entre les deux pièces. Enfin, une résolution des équations de Reynolds par la méthode des éléments de frontière est exposée afin de déterminer les composantes d'écoulement qui permettent de déterminer la transmissivité du contact comme une fonction de l'effort de serrage.

3.1 Relevé topographique des défauts de surface

3.1.1 Microscopie confocale

La microscopie confocale est un dispositif optique permettant d'obtenir des images de très faible profondeur de champ. La position du plan focal de l'objectif à différents niveaux de profondeur permet ainsi une représentation tridimensionnelle d'une surface. Ainsi, cette méthode permet de donner les caractéristiques des défauts présents sur une surface (des rugosités jusqu'aux défauts d'ondulation) avec une résolution de $1\mu m$. La technique fût brevetée en 1961 par Marvin Minsky (Minsky [1961]) et est aujourd'hui couramment utilisée dans le domaine de la science des matériaux. Elle est de plus particulièrement adaptée pour effectuer des mesures sur des surfaces planes sans risquer d'abîmer les pièces compte-tenu de la nature optique non-invasive du procédé.

3.1.2 Mesure d'un défaut d'ondulation

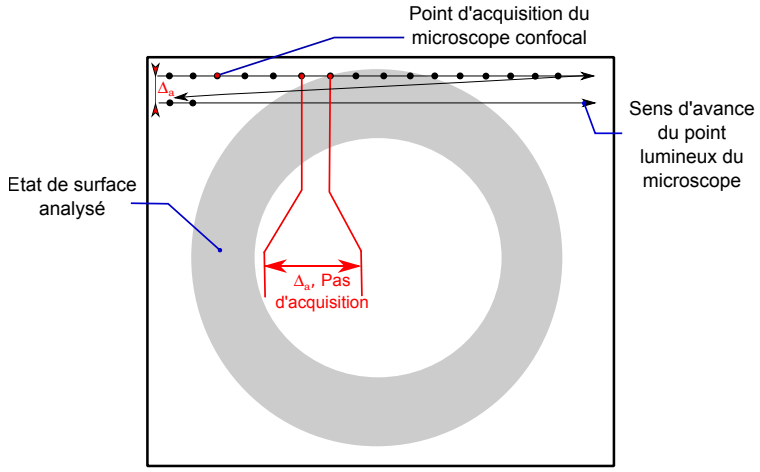


FIGURE 3.1 – Parcours du point d'acquisition

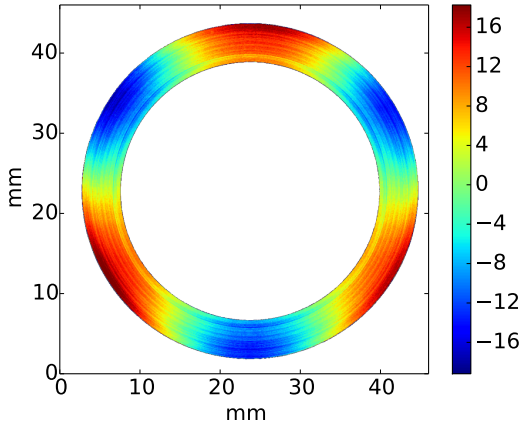


FIGURE 3.2 – Résultat d'acquisition de champ d'altitude après soustraction de l'inclinaison (éprouvette alpha)

La figure 3.1 représente la surface annulaire sur laquelle un défaut d'ondulation a été créé. C'est sur cette surface que l'on effectue la mesure permettant de cartographier la forme du défaut qui sera alors utilisée dans la suite des modélisations pour obtenir une estimation de la transmissivité du contact au terme des simulations de tribologie et d'écoulement. Pour effectuer cette mesure, le point lumineux du microscope confocal vient balayer la surface en suivant une grille cartésienne représentée sur la figure 3.1. Cet ensemble de points de mesure sera alors utilisé pour reconstruire un modèle de défaut ondulé. Le pas d'acquisition Δ_a est pris égal à $50\mu m$, cela est suffisant pour donner une représentation du défaut d'ondulation qui possède une longueur d'onde de plusieurs millimètres d'une part et, enfin, ceci permet de connaître l'altitude associée à un maximum de points de la portée annulaire plane

dans le but d'effectuer une interpolation pour construire un modèle géométrique de l'ensemble qui constitue l'éprouvette d'étanchéité (cette démarche est détaillée dans le paragraphe 3.2.2).

La figure 3.2 représente la forme du défaut d'ondulation obtenu après une mesure avec le microscope confocal. Nous pouvons bien observer un défaut constitué de trois lobes espacés de 120° comme prédit lors de la simulation du procédé de fabrication (présenté dans le chapitre 2). Sur cette figure on peut également observer que les 3 lobes ne sont pas d'altitudes strictement égales ; cela est dû au procédé expérimental qui induit divers défauts de positionnement comme cela est présenté dans le chapitre 2. Il est important de noter que la liaison rotulée de l'antagoniste dans le dispositif DIMITRI ainsi que la présence d'une pièce de caoutchouc sous l'éprouvette dans le dispositif d'essai du TREFLE permettent de se soustraire à ce défaut en permettant à la pièce antagoniste de venir se poser sur les 3 sommets constitués par les 3 lobes de manière coplanaire à ce dernier. Ceci permet d'éviter les problèmes d'inclinaison relatives des pièces en contact qui peuvent mettre en défaut la qualité de l'étanchéité s'ils ne sont pas pris en compte technologiquement. La simulation numérique de cette configuration de contact et notamment ce problème de correction du défaut d'inclinaison par ces divers procédés sont pris en compte dans la simulation par un redressement de l'ondulation synthétisée, ceci est détaillé dans le paragraphe 3.3.

3.2 Synthèse modale d'un défaut ondulé

3.2.1 Décomposition modale des défauts

Dans ce travail de thèse nous supposons que seule la forme du défaut d'ondulation de la portée a une incidence sur l'écoulement produisant la fuite interstitielle d'étanchéité. Nous supposons que le rapport d'échelle entre l'amplitude de la rugosité et l'amplitude du défaut d'ondulation est faible. L'application de cette première hypothèse nécessite la reconstruction du défaut mesuré en soustrayant les défauts de rugosité des surfaces. Pour ce faire, nous adoptons la méthode de décomposition modale des défauts (Samper et Formosa [2007]) qui permet d'effectuer un tel filtrage. En effet cette méthode utilise les modes de déformation vibratoire d'une surface qui ont la propriété d'être triés selon le niveau d'énergie croissant nécessaire à l'activation de ceux-ci. En conséquence, les premiers modes concernent les faibles énergies qui vont correspondre à des ondulations de grandes longueurs d'ondes des surfaces. A l'opposé, plus l'énergie d'excitation d'un mode sera élevée, plus la déformée sera complexe (LeGoic [2012]; Ledoux *et al.* [2011]). Par conséquent, une analyse modale de la surface dans sa forme parfaite, c'est-à-dire strictement annulaire dans notre cas particulier d'étude, nous permet d'obtenir une base modale dans laquelle les premiers modes correspondent aux défauts d'ondulation et les modes de numéro plus élevé correspondent à des défauts d'échelles inférieures. Naturellement, cette méthode aura comme limite le nombre de noeud de description de la surface. Il faudrait, en effet une discrétisation très fine pour pouvoir déterminer les modes de description de la rugosité par exemple. Compte-tenu que nous souhaitons décomposer notre défaut mesuré et filtrer les défauts de rugosité, une décomposition sur les quelques premiers

modes suffit. Ceci est vérifié par une mesure de l'écart-type entre la surface synthétisée et la surface originale issue de la mesure (c'est-à-dire le résidu). En vérifiant que ce dernier est de l'ordre de la rugosité de la surface, il nous est possible de valider la méthode pour notre cas précis.

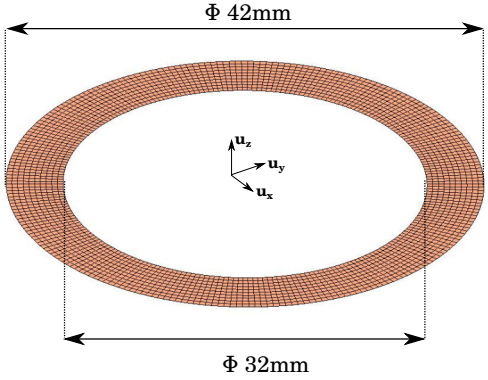


FIGURE 3.3 – Maillage de la surface annulaire

Plus précisément, la portée d'étude est une surface annulaire de rayons internes et externes $r_i = 16mm$ et $r_e = 21mm$. La figure 3.3 présente le maillage de cet anneau. L'anneau est découpé en 10 éléments coques radialement et 200 autres dans la circonférence, cette discrétisation nous assure d'avoir des géométries de déformées ondulées représentées par un nombre suffisant de points (théorème d'échantillonnage de Shannon-Nyquist (Shannon [1949])) tout en ayant des éléments finis de géométrie la plus équilibrée possible (c'est-à-dire des quadrangle s'assimilant le plus possible à des carrés). Dans la modélisation de l'étanchéité plan/plan, sur l'altitude du défaut, nous ne considérons donc pas les déformations dans le plan de l'anneau telles que l'ovalisation de la portée par exemple. Ces défauts sont en effet rencontrés dans des cas d'étude (Mathieu *et al.* [2010]) mais ne viennent pas impacter l'étanchéité plan/plan car le contact étanche apparent se fait sur toute la surface de l'anneau et ces ovalisations sont faibles devant les rayons internes et externes de la portée. Ainsi, dans notre analyse modale, nous allons déterminer les déformations de l'anneau en imposant le blocage des 3 rotations et des translations dans les directions $\mathbf{u_x}$ et $\mathbf{u_y}$. Les déformées modales seront alors récupérées sous la forme d'un vecteur contenant le déplacement suivant $\mathbf{u_z}$ pour chqaue noeud de l'anneau. Dans la modélisation dynamique, la caractéristique du matériau employée est élastique linéaire avec $\rho = 7800kg.m^{-3}$, $E = 210GPa$ et $\nu = 0.3$. Nous choisissons des valeurs arbitraires associées à un acier classique, l'objectif de la méthode est uniquement de récupérer une base modale de déformées.

Mathématiquement, La géométrie des modes de vibrations est obtenues en résolvant l'équation d'équilibre dynamique :

$$\mathbf{M} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \mathbf{K} \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{3.1}$$

Dans cette équation, $\mathbf{M}$ et $\mathbf{K}$ sont respectivement les matrices de masse et de rigidité du système et $\mathbf{u}$ est le vecteur déplacement. Enfin, t est la variable temporelle

associée au problème dynamique. La première étape de résolution est la construction des matrices de masse et de rigidité avec l'aide de code_aster. La résolution d'un tel système fait intervenir l'analyse spectrale des systèmes linéaires qui permet d'obtenir une solution qui s'exprimera comme une combinaison linéaire de plusieurs modes propres.

Les vecteurs propres associés à chaque déformée modale $\mathbf{U_i}$ et les fréquences propres ω_i qui leurs sont associées sont obtenus à partir du système linéaire (3.2) résultant de la forme discrète de l'équation (3.1). Ces vecteurs propres sont alors utilisés pour décomposer un vecteur quelconque contenant une déformée. En se basant sur les premiers modes, il devient alors possible de ne retenir que la géométrie des défauts d'ondulation constituant le défaut mesuré et, par conséquent, d'effectuer un filtre des défauts de haute fréquence spatiale (c'est-à-dire les défauts de rugosité par exemple).

$$(\mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{K} - \frac{1}{\omega_i^2}\mathbf{I}) \cdot \mathbf{U_i} = 0 \tag{3.2}$$

où $\mathbf{I}$ est le tenseur identité.

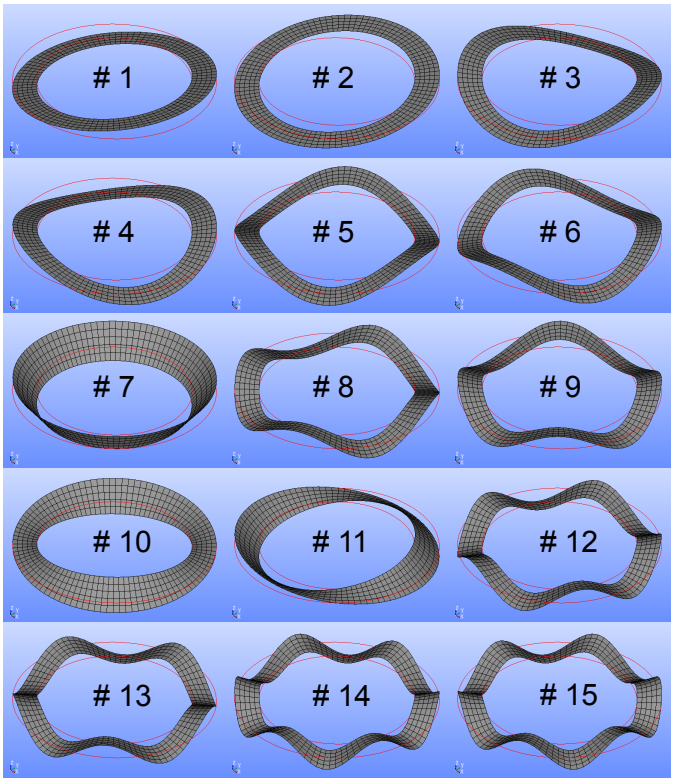


FIGURE 3.4 – Modes de déformation vibratoire de l'anneau

Les 15 premiers modes de déformées sont représentés sur la figure 3.4. Dans cette base modale, les 2 premiers modes correspondent à des modes d'inclinaison selon les axes $\mathbf{u_x}$ et $\mathbf{u_y}$ qui pourront permettre d'effectuer des redressements de la

surface étudiée par simple soustraction vectorielle de ces deux premières surfaces modales. Enfin, il existe un autre mode ajouté artificiellement qui permet de de centrer les altitudes autour de 0. Ce mode 0 permet de soustraire la moyenne de l'altitude. Ce mode s'apparente à une surface plane qui associe l'altitude de 1 à chaque point de la portée annulaire. Enfin, dans le but de pouvoir comparer tous les coefficients modaux, chaque déformée modale est normalisée avec la norme infinie (c'est-à-dire que l'on divise chaque composante par la valeur maximale rencontrée dans le vecteur). Concernant la forme des autres modes, nous constatons en effet une complexité croissante de la forme avec le numéro de mode qui est la caractéristique essentielle qui nous intéresse dans cette méthode.

3.2.2 Synthèse d'un défaut ondulé mesuré

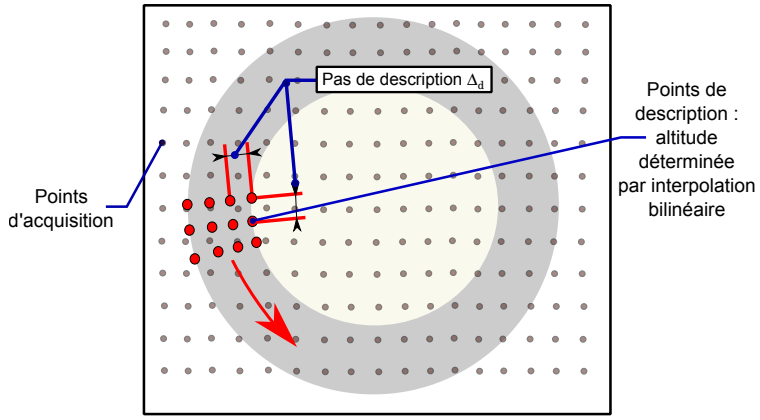


FIGURE 3.5 – Grilles cartésiennes et polaires

La microscopie confocale fournit un champ d'altitude défini sur une grille cartésienne présentée sur la figure 3.1 et l'analyse modale permet d'obtenir l'ensemble des déformées modale sur une grille polaire qui peut être observée sur la figure 3.3. Il est alors nécessaire, si l'on souhaite effectuer la décomposition modale voulue, d'effectuer un travail d'interpolation de la grille cartésienne de mesure vers une grille adaptée sur laquelle il sera possible de travailler en cohérence avec la grille issue de l'analyse modale. Ces deux grilles sont présentées sur la figure 3.5. Cette interpolation est effectuée par une méthode bilinéaire dont la technique est détaillée en annexe C.

Dès-lors, le champ d'altitude $\mathbf{U_a}$, interpolé à partir de la mesure du microscope confocal, est décomposé modalement sur la base de défauts obtenue par l'analyse modale du paragraphe 3.2.1. Un défaut $\mathbf{U}$ est alors reconstruit par sommation donnée par :

$$\mathbf{U} = \sum_{i=0}^{i=n} (\mathbf{U_a} \cdot \mathbf{U_i})\mathbf{U_i} = \sum_{i=0}^{i=n} \alpha_i \mathbf{U_i} \tag{3.3}$$

où n est le nombre de modes considérés pour la décomposition.

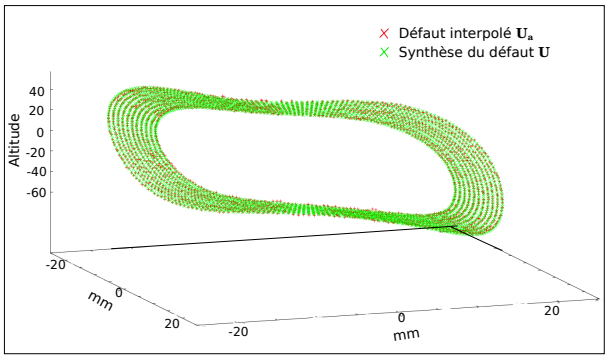


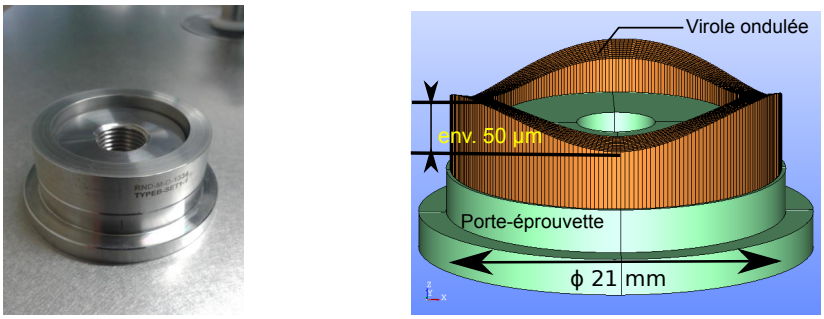
FIGURE 3.6 – Lissage modal du défaut interpolé

Ce défaut correspond à la synthèse du défaut mesuré. La figure 3.6 représente le défaut mesuré interpolé sur une grille adaptée à la base modale des défauts ainsi que le défaut homologue synthétisé qui s'apparente à un lissage ne contenant que la forme ondulée excluant tous les défaut d'échelles inférieures. Ce travail permet alors de ne garder que le défaut d'ondulation qui est supposé être le pilote principal de la fuite interstitielle d'étanchéité.

Afin de valider la méthode, la rugosité arithmétique du résidu entre les deux vecteurs $\mathbf{U_a}$ et $\mathbf{U}$ est examinée afin de vérifier la qualité de la synthèse. Cette rugosité arithmétique est alors comparée à une mesure effectuée sur un zoom de la portée afin de vérifier qu'elle est de valeur sensiblement égale. Finalement, à partir de cette synthèse modale, il est alors possible de construire un modèle géométrique de l'assemblage entre l'antagoniste plan et l'éprouvette ondulée. Cette construction est le préambule au calcul de contact par éléments finis qui sera suivi du calcul de l'écoulement.

3.3 Simulation du contact

3.3.1 Modèle géométrique



(a) (b)

FIGURE 3.7 – Modèle géométrique de l'éprouvette d'étanchéité

La construction du modèle géométrique de l'éprouvette d'étanchéité constitue l'étape préliminaire à la génération du maillage qui est utilisé dans le calcul par éléments finis. Dans ce calcul mécanique, l'antagoniste va être modélisé par une pièce plane sans défaut qui va venir en contact sur la face ondulée de l'éprouvette d'étanchéité. L'objectif est de modéliser la géométrie de l'assemblage constituant l'éprouvette d'étanchéité présenté en figure 3.7(a) en incluant sur la face supérieure le défaut ondulé obtenu après synthèse modale du défaut mesuré avec le microscope confocal. La figure 3.7(b) donne un aperçu du modèle géométrique construit. Sur ce modèle l'amplitude de l'ondulation a été multipliée par 100 afin d'être visible sur la figure.

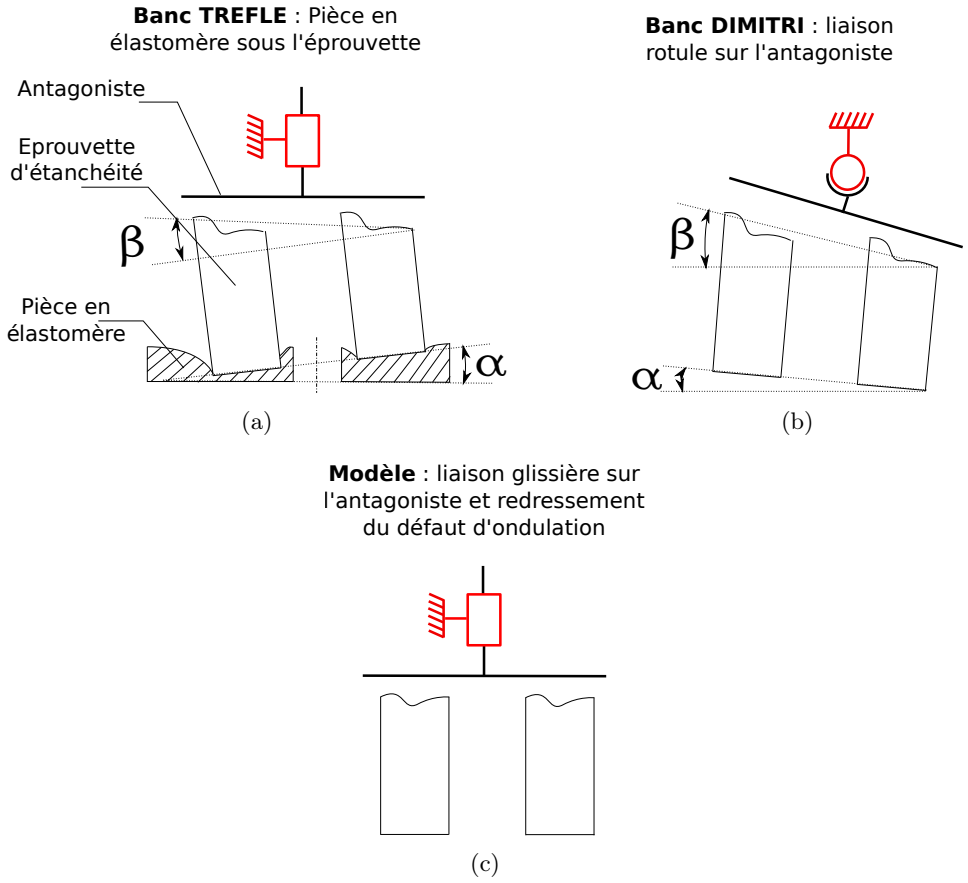


FIGURE 3.8 – Liaison rotule de l'antagoniste

D'autre part, il est nécessaire de tenir compte de la réalité des essais où l'antagoniste vient en contact simultanément sur les sommets des 3 lobes par l'intermédiaire d'une liaison rotulée de l'antagoniste pour le banc d'essai DIMITRI (3.8(b)) ou par l'utilisation d'une pièce élastomère située sous l'éprouvette d'étanchéité dans le cas du banc d'essai du TREFLE (3.8(a)). Dans les deux cas, l'objectif est de corriger les divers défauts d'inclinaison, qu'ils viennent du défaut de positionnement de la pièce (angle α) ou d'un défaut d'inclinaison généré lors du processus de fabrication de l'éprouvette (angle β). Dans la réalité d'un robinet à clapet, c'est généralement

une liaison rotulée du clapet qui vient en contact avec le siège qui est mise en place afin de corriger ces défauts d'inclinaison.

Dans le modèle cette liaison rotulée de l'antagoniste est très difficile à prendre en compte à cause des problèmes de mouvements de corps rigide qui peuvent être induits sur l'antagoniste. Pour contourner ce problème nous faisons le choix de venir redresser le défaut ondulé afin de placer les sommets des lobes dans un plan dont la base est $(\mathbf{u_x}, \mathbf{u_y})$. Cette démarche va permettre à l'antagoniste de venir en contact simultanément sur les 3 sommets en se déplacant uniquement suivant l'axe $\mathbf{u_z}$ (liaison glissière présentée en figure 3.8(c)). Cependant, cette démarche induit une modification de la structure géométrique de la virole ondulée. Cette modification structurelle n'est pas supposée impacter le problème de contact car l'angle d'inclinaison $\alpha + \beta$ reste très petit. Notons de plus qu'il serait très difficile de déterminer précisément cet angle car, lors de la mesure du défaut avec le microscope confocal, nous mesurons un défaut d'inclinaison lié à la table du microscope vraisemblablement différent de celui existant dans le banc d'essai.

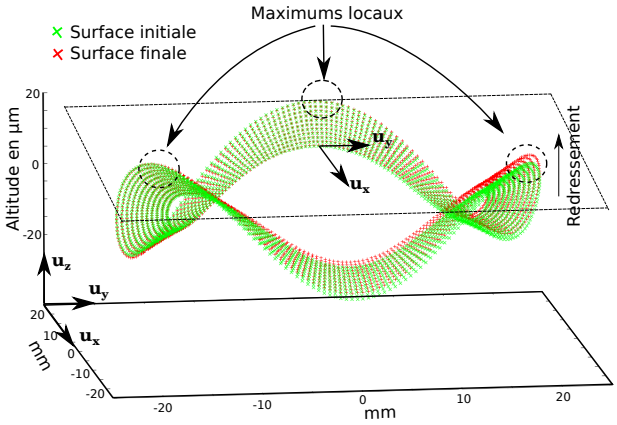


FIGURE 3.9 – Redressement du défaut d'ondulation

Plus particulièrement, le redressement est effectué en 2 temps. Tout d'abord, lors de la synthèse modale, les modes d'inclinaison 1 et 2 sont soustraits et dans un second temps un redressement est effectué afin de mettre les trois sommets dans un même plan (voir figure 3.9). A partir de cette géométrie de défaut, il nous est possible de reconstruire un modèle géométrique tel que celà est présenté en figure 3.7(b). Le calcul de structure est alors effectué par la suite avec code_aster en résolvant le problème mécanique induit par le contact en prenant en compte l'ensemble des caractéristiques matérielles de chaque pièce. Cette démarche est présentée dans le paragraphe suivant.

3.3.2 Simulation avec code_aster

La modélisation du contact entre l'éprouvette d'étanchéité et l'antagoniste est la première étape de la chaîne de simulations permettant de déterminer numériquement la fuite d'étanchéité. Pour ce faire, nous utilisons dans ce travail le code de calcul

développé par EDF : code_aster (EDF [1989]). Ce code de résolution permet de résoudre des problèmes de contact non triviaux tel que celui induit par notre modèle de surface ondulée. Ce code s'appuie notamment sur une formulation hybride continue pour résoudre ce type de calculs de tribologie (Abbas [2014]) avec robustesse pour les divers problèmes de contact rencontrés dans le domaine des structures étudiées par EDF. D'autre part, la validation des calculs entrepris est assurée par une base de cas tests qui résolvent des cas théoriques sur lesquels il est possible de confronter la formule analytique au résultat numérique issu du code de calcul. Dans le cas du contact, le calcul est vérifié sur le cas théorique du contact de Hertz entre deux sphères ayant un comportement élastique linéaire (Sellenet [2010]). Cette méthodologie permet de valider le code dans le but de l'utiliser sur de nouveaux cas non-triviaux tels que ceux rencontrés dans le contact d'étanchéité.

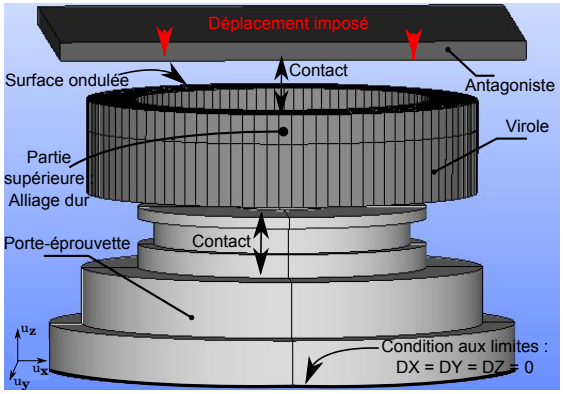
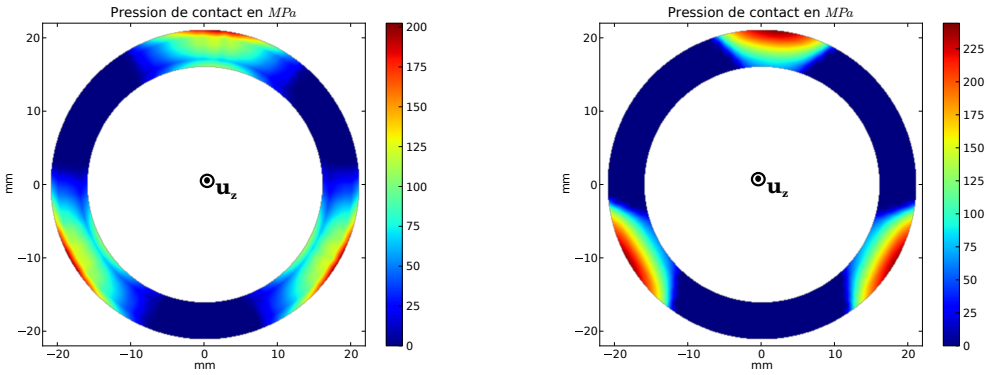


FIGURE 3.10 – Assemblage constituant le modèle de contact et conditions aux limites



(a) (b)

FIGURE 3.11 – Pression de contact calculée sur les faces supérieures (a) et inférieures (b) pour un pas d'enfoncement de $20\mu m$ (lors de la charge)

Plus particulièrement, dans notre étude, nous considérons l'ensemble des pièces qui viennent en contact dans les expériences d'étanchéité présentées dans le chapitre 2. La figure 3.10 présente l'ensemble en question. L'antagoniste est représenté par un

parallélépipède rectangle auquel un matériau rigide est affecté. L'assemblage entre la virole et le porte-éprouvette est présenté également sur cette même figure. Le revêtement de métal dur est modélisé par un comportement à écrouissage isotrope dont les caractéristiques ont été déterminées lors de précédentes études effectuées par EDF (Beaurin [2012]). L'acier 316L est également caractérisé par une loi de comportement à écrouissage linéaire isotrope. L'objectif de cette démarche est de modéliser les comportements des matériaux en étant le plus représentatif de la réalité. Quant au porte-éprouvette, il est constitué par un acier inoxydable 316H de résistance mécanique plus élevée que celle de la virole. Il est ainsi représenté par une loi de comportement élastique linéaire avec un module d'Young de $200GPa$ et un coefficient de Poisson de 0.3. Une condition aux limites venant bloquer les 6 degrés de liberté de la face inférieure est appliquée (figure 3.10). La mise en contact est résolue en hypothèse de petits déplacements en quasi-statique. Il s'agit de l'antagoniste qui est pilotée en déplacement sur la virole. La pression de contact est alors calculée sur les faces supérieures et inférieures de la virole (figures 3.11(a) et 3.11(b)). Une intégration de celle-ci permet d'obtenir l'effort de contact macroscopique résultant du déplacement imposé. Cet effort F est ensuite divisé par l'aire apparente de contact $S_{apparente}$ de l'anneau afin d'obtenir une presion de contact apparente en MPa.

$$Pca = \frac{F}{S_{apparente}} = \frac{F}{\pi(r_e^2 - r_i^2)} \tag{3.4}$$

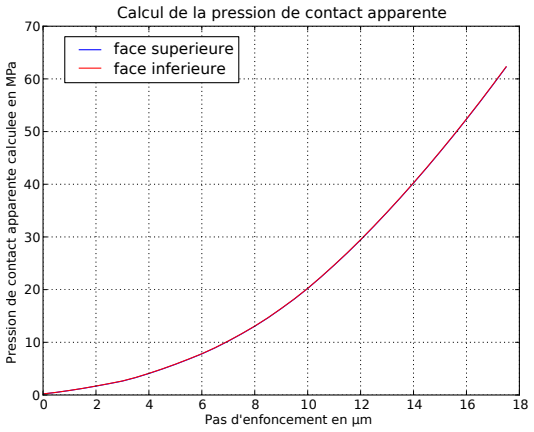


FIGURE 3.12 – Calcul de la pression de contact apparente par intégration de la pression de contact sur les faces supérieures/inférieures

Les figures 3.11(a) et 3.11(b) présentent, respectivement, la pression de contact calculée pour un pas d'enfoncement de $20\mu m$ sur les faces supérieures et inférieures de la virole. A partir de l'intégration de cette pression de contact sur les deux profils nous vérifions que la valeur de l'effort est la même au cours d'une simulation de charge. La courbe de la figure 3.12 démontre bien que l'effort est identique. Ce calcul nous permet d'observer la viabilité des pressions de contact calculée. Une étude de convergence en maillage, présentée dans le chapitre 3.5.2 permet de valider les résultats obtenus par notre calcul.

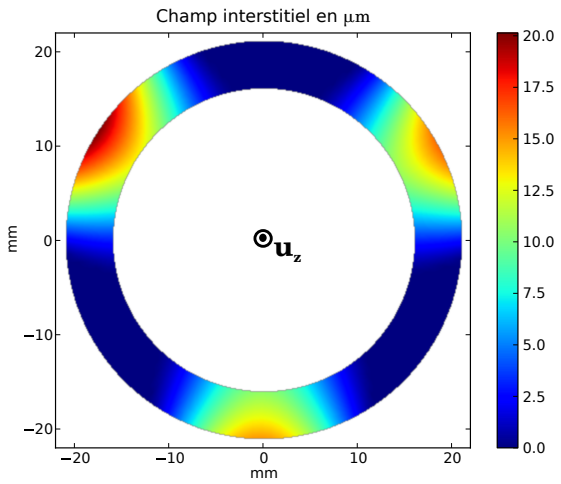


FIGURE 3.13 – Champ interstitiel obtenu pour un pas d'enfoncement de $20\mu m$ (lors de la charge)

Pour effectuer notre calcul d'écoulement de fuite interstitielle, il est nécessaire de récupérer le champ des ouvertures, noté h dans toute la suite, résultant du calcul pour chaque pas de chargement. Ce champ d'ouverture (associé à la pression de contact apparente calculée Pca) est alors utilisé en donnée d'entrée du calcul d'écoulement présentée dans le chapitre suivant. La figure 3.13 présente le champ d'ouverture associé au pas d'enfoncement de $20\mu m$ pour lequel les pressions de contact ont été présentées précédemment.

3.4 Simulation de l'écoulement

3.4.1 Equations de Reynolds

Les écoulements interstitiels rencontrés dans les problèmes d'étanchéité métal/métal sont généralement pilotés par les équations de Reynolds qui sont issues d'une simplification des équations de Navier-Stokes. Le développement permettant d'aboutir aux équations de Reynolds est présenté dans le chapitre 1. L'hypothèse faite dans ces équations est que la pression du fluide reste constante dans l'épaisseur de l'interstice. Localement, l'écoulement est alors régit par une loi de Poiseuille et c'est l'intégrale de la vitesse $\mathbf{q_v}$ selon la hauteur de l'interstice dont l'expression est donnée par la relation qui est recherchée :

$$\mathbf{q_v} = \int_{z=0}^{z=h(x,y)} \mathbf{v} dz \tag{3.5}$$

La nature parabolique de la répartition de la vitesse (figure 3.14) sur une hauteur interstitielle permet de retrouver la vitesse dans toute la géométrie du champ d'ou-

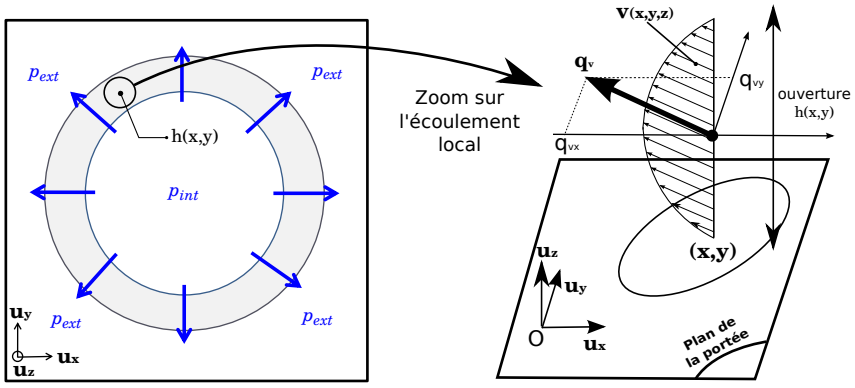


FIGURE 3.14 – Profil des vitesses parabolique le long de l'interstice

verture. Les équations de Reynolds prenant comme inconnues le champ de vecteurs $\mathbf{q_v}$ et la pression p sont détaillées ci-dessous :

$$\mathbf{q_v} = -\frac{h^3}{12\mu}\nabla p \tag{3.6}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{q_v} = 0 \tag{3.7}$$

$$\mathbf{q_v} \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ sur } C \tag{3.8}$$

$$p = p_{int} \text{ pour } r = r_i \tag{3.9}$$

$$p = p_{ext} \text{ pour } r = r_e \tag{3.10}$$

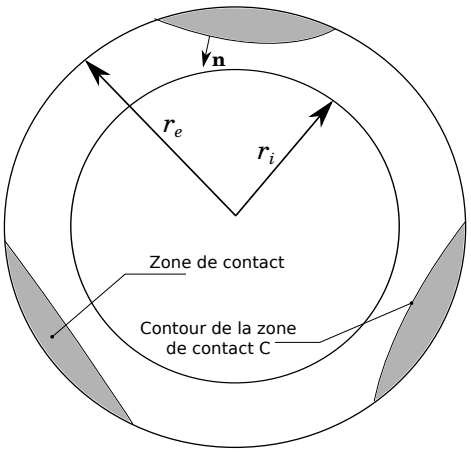


FIGURE 3.15 – Equations de Reynolds sur la portée d'étanchéité

Dans ces équations, C est le contour des zones de contact et $\mathbf{n}$ est le vecteur normal unitaire sortant à ces même zones de contact. La figure 3.15 illustre l'ensemble des grandeurs spatiales associées. Dans ces équations, $h(x, y)$ représente le champ interstitiel qui est calculé pour chaque pas de chargement dans le calcul de

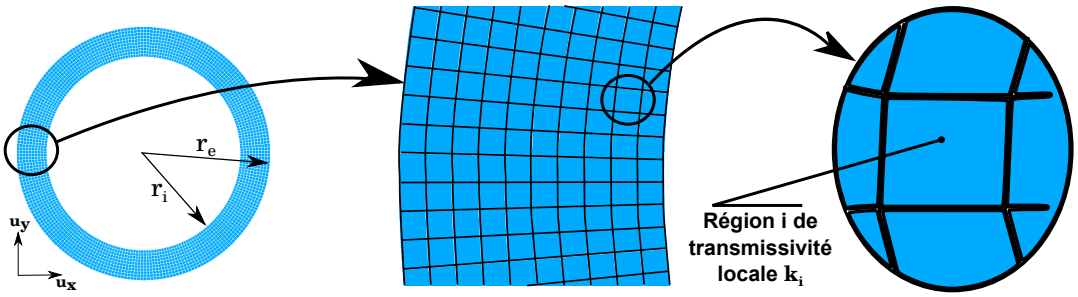


FIGURE 3.16 – Discrétisation du champ d'ouverture

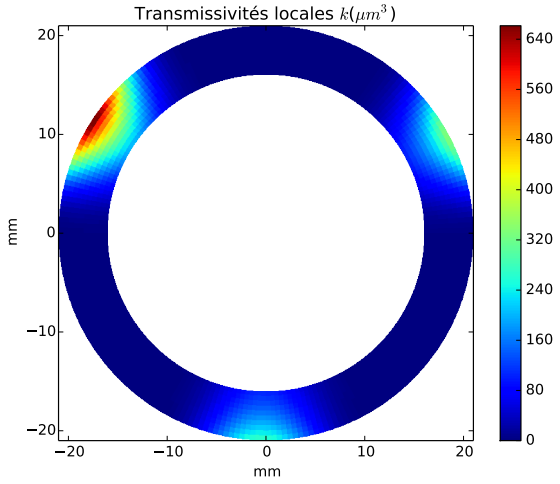


FIGURE 3.17 – Champ de transmissivité discrétisé

contact présenté dans le paragraphe précédent. La composante $\frac{h^3}{12}$ peut être assimilée à une transmissivité locale. La résolution de ce système linéaire est effectué par une première discrétisation du champ d'ouverture. Plus particulièrement, il s'agit de décomposer notre portée en petites zones sur lesquelles seront associées des transmissivités locale $k = \frac{h^3}{12}$. La figure 3.16 illustre une discrétisation opérée sur le champ d'ouverture obtenu par le calcul d'écrasement. La figure 3.17 représente un exemple de champ de transmissivité discrétisé.

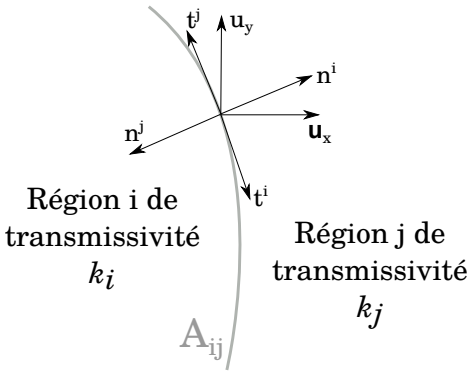


FIGURE 3.18 – Equation de Reynolds entre deux régions de transmissivités différentes

Nous pouvons alors réécrire les équations de Reynolds qui vont maintenant s'apparenter à une équation de Laplace dans un milieu hétérogène. En considérant deux régions voisines de transmissivités différentes (voir figure 3.18), les inconnues de l'équation sont la pression p_α de chaque région (i, j) (avec $\alpha = i, j$). Le modèle de Reynolds peut se réécrire sous la forme suivante :

Dans la région i :

$$k_i \Delta p_i = 0 \tag{3.11}$$

Dans la région j :

$$k_j \Delta p_j = 0 \tag{3.12}$$

Sur la frontière A_{ij}, le flux normal est continu. Nous pouvons alors écrire (le signe négatif exprime la conservation de matière entre les deux régions) :

$$q^i_{vn} = -q^j_{vn} \tag{3.13}$$

Soit :

$$\mathbf{n^i} \cdot k^i \nabla p_i = -\mathbf{n^j} \cdot k^j \nabla p_j \tag{3.14}$$

Où $\mathbf{n^i}$ et $\mathbf{n^j}$ sont les normales sortantes des régions i and j.

D'autres part la pression est continue à la frontière A_{ij} :

$$p_i = p_j \tag{3.15}$$

Ce système d'équations est bien posé pour permettre une résolution par la méthode des éléments de frontières. L'intérêt de cette méthode prendra tout son sens lorsque l'on examinera des cas où la transmissivité locale n'est plus scalaire mais un tenseur plein, comme discuté dans le chapitre 4. Cette méthode s'appuie sur les formules de Green qui permettent de transformer une intégrale d'un opérateur Laplacien sur un domaine Ω en une nouvelle intégrale sur la frontière $\partial\Omega$. Cette méthode est très intéressante dans notre problème de calcul de fuite car elle va nous permettre de nous soustraire à un maillage de l'intérieur de chaque région. En effet dans le calcul de la transmissivité nous ne recherchons que les composantes de vitesse et de pression aux frontières (dans le but de calculer un débit sortant). Cette méthode numérique est très utilisée pour résoudre des équations de Laplace qui sont couramment rencontrées dans la modélisation de problèmes industriels (thermique, mécanique élastique, ...).

3.4.2 Méthode des éléments de frontière

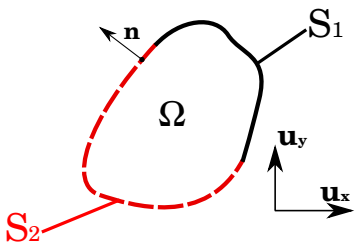


FIGURE 3.19 – Domaine Ω et frontières sur lesquelles sont considérées des conditions aux limites de Dirichlet ou de Neumann

La méthode des éléments de frontière présente un grand intérêt lorsque il n'est pas utile de connaître les inconnues des équations à l'intérieur du domaine d'étude. Dans notre cas, nous avons uniquement besoin de connaître les débits linéiques sur les bords afin d'en faire une intégration pour obtenir le débit global (ce calcul est présenté dans le paragraphe 3.4.3). Dans ce paragraphe nous présentons la méthode de résolution d'une équation de Laplace sur un domaine homogène par la méthode des éléments de frontière avant de l'appliquer au problème hétérogène présenté dans le paragraphe précédent.

Nous considérons un domaine Ω sur lequel est défini une équation de Laplace (figure 3.19) :

$$\Delta p = 0 \tag{3.16}$$

Associées à cette équation, nous pouvons définir deux types de conditions aux limites : une condition dite de Dirichlet sur une portion de la frontière de Ω pour laquelle nous avons une connaissance du potentiel (en l'occurrence la pression dans notre cas) et une condition de type Von Neumann pour laquelle la pression est

inconnue mais, à la place, la dérivée normale de cette dernière est connue sur le complémentaire de la frontière. La résolution du problème consistera alors à déterminer la pression p où la dérivée normale $\frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}}$ est prescrite et, inversement, la dérivée normale où la pression est connue. La connaissance de la dérivée normale assure le calcul du débit linéique normal par le biais de la définition de ce dernier en prenant en compte la transmissivité locale du domaine Ω.

Pour illustrer le problème concernant les conditions aux limites, nous pouvons considérer sur S_1 (voir figure 3.19) une condition de type Neumann :

$$\frac{\partial p}{\partial n} = f_1 \tag{3.17}$$

Sur S_2, nous pouvons prendre une condition aux limites de type Dirichlet :

$$p = f_2 \tag{3.18}$$

où f_1 et f_2 sont des fonctions scalaires connues.

L'écriture de la seconde identité de Green donne, pour une fonction ψ assez régulière (Huyakorn et Pinder [1983]) :

$$\int_\Omega \left(\psi \nabla^2 p - p \nabla^2 \psi\right) d\Omega \quad = \quad \int_{S=S_1 \cup S_2} \left(\psi \frac{\partial p}{\partial n} - p \frac{\partial \psi}{\partial n}\right) dS \tag{3.19}$$

Nous choisissons alors ψ comme une solution fondamentale de l'équation de Laplace en 2 dimensions :

$$\psi = \frac{ln\ r}{2\pi} \tag{3.20}$$

Où r représente la distance entre un point fixe P et un point Q situé dans le domaine Ω. Physiquement, ψ peut être vue comme la réponse au point Q d'une source unitaire placée sur le point P. Cette fonction est harmonique presque partout sur le domaine Ω sauf sauf lorsque $Q = P$. Plus précisément ψ est une impulsion de Dirac placée sur P.

En choisissant P dans le domaine Ω, nous pouvons écrire :

$$p(P) \quad = \quad \int_{S=S_1 \cup S_2} \left(p(Q) \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi(Q) \frac{\partial p}{\partial n}\right) dS \tag{3.21}$$

Dans le cas où P est placé sur la frontière $\partial\Omega$ nous pouvons écrire l'égalité suivante :

$$\int_{S=S_1 \cup S_2} \left(p(Q) \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi(Q) \frac{\partial p}{\partial n}\right) dS \quad = \quad 0 \tag{3.22}$$

Ces deux équations fournissent une formulation intégrale du problème de Laplace sur Ω. La discrétisation de l'intégrale (3.22) permet de déterminer le potentiel et la dérivée normale du potentiel sur toute la frontière. L'équation (3.21) permet de retrouver le potentiel p à l'intérieur du domaine à partir des pressions et des dérivées normales obtenues grâce à l'équation (3.22) sur le bord du domaine $\partial\Omega$.

Dans une première étape, nous pouvons alors découper les frontières S_1 and S_2 en $n = n_1 + n_2$ éléments. Nous considérons que sur chaque élément la pression p et sa dérivée normale sont constantes mais il est possible d'utiliser des fonctions d'interpolation d'ordres plus élevés afin d'obtenir une approximation plus précise (Huyakorn et Pinder [1983]). Avec n positions possibles pour le point source P (au milieu de chaque élément), on obtient un système de n équations linéaires composées de n inconnues qui sont soit les dérivées normales, soit les pressions contenues dans les vecteurs $\left\{\frac{\partial p}{\partial n}\right\}$ et $\{p\}$ tels que :

$$[G]\{p\} + [H]\left\{\frac{\partial p}{\partial n}\right\} = 0 \tag{3.23}$$

Dans ces équations les coefficients G_{ij} et H_{ij} des matrices G et H dépendent de la géométrie du domaine, leurs expressions étant données par :

$$G_{ij} = \int_{\gamma_j} \frac{\partial \psi}{\partial n} dS \qquad i \in [1,n], \quad j \in [1,n] \tag{3.24}$$

$$H_{ij} = \int_{\gamma_j} \psi dS \qquad i \in [1,n], \quad j \in [1,n] \tag{3.25}$$

Le calcul de ces intégrales se fait analytiquement comme présenté en annexe D. Cependant il intéressant de noter que ce n'est pas toujours le cas. Dans certaines équations permettant l'utilisation de la méthode des éléments de frontière, il est parfois obligatoire de passer par des méthode d'intégration numérique. C'est par exemple le cas pour les équations de Stokes 3D qui nécessitent un traitement plus complexe (Hoang [2014]).

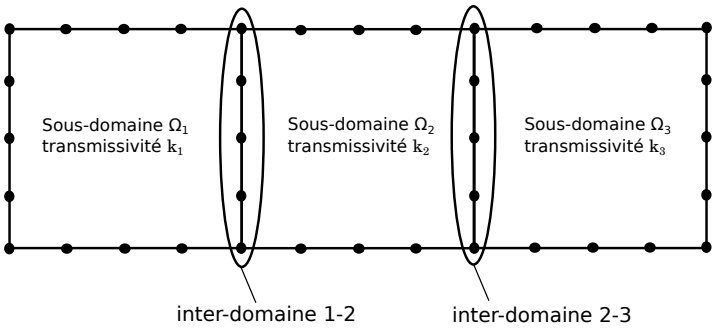


FIGURE 3.20 – Calcul de l'écoulement interstitiel

Dans le cas du calcul qui nous intéresse ici, le domaine annulaire du contact peut être vu, après discrétisation support de la décomposition modale, comme formé d'un assemblage de plusieurs sous-domaines Ω_i auxquels une transmissivité locale k_i est associée. Aux frontières entre ces domaines des conditions de continuité sur la pression et sur sa dérivée normale doivent être satisfaites. Pour expliquer la procédure, nous faisons le choix de ne présenter que 3 sous-domaines (figure 3.20). Pour chaque sous-domaine, nous pouvons écrire l'égalité (3.22). Soit :

$$[G]_i \{p\}_i + [H]_i \left\{ \frac{\partial p}{\partial n} \right\}_i = 0 \tag{3.26}$$

avec $i = 1, 2$ ou 3.

En multipliant par la transmissivité respective k_i de chaque sous-domaine, nous pouvons écrire l'équation 3.26 de la manière suivante :

$$[G^*]_i \{p\}_i + [H]_i \{q_{vn}\}_i = 0 \tag{3.27}$$

Où $\{q_{vn}\}_i$ est le flux normal sortant $k_i \left\{ \frac{\partial p}{\partial n} \right\}_i$ et $[G^*]_i = k_i [G]_i$

De plus, nous considérons les conditions de continuité du flux et de la pression aux interface 1-2 et 2-3 :

Sur l'interface 1-2 :

$$\{p\}_1 = \{p\}_2 \tag{3.28}$$
$$\{q_{vn}\}_1 = -\{q_{vn}\}_2 \tag{3.29}$$

Sur l'interface 2-3 :

$$\{p\}_2 = \{p\}_3 \tag{3.30}$$
$$\{q_{vn}\}_2 = -\{q_{vn}\}_3 \tag{3.31}$$

L'ensemble de ces équations permet de reconstruire un nouveau système linéaire pour lequel les inconnues sont la pression et sa dérivée normale aux interfaces des domaines. Ce travail se fait en récupérant les sous-matrices de $[G^*]_i$ et $[H]_i$ correspondantes aux frontières sur lesquelles il faut incorporer les conditions aux limites.

Plus précisément, nous considérons le vecteur contenant la pression et le flux à l'interface 1-2 $\{p_{12}\}$ et $\{q_{vn\ 12}\}$, et de la même façon, sur l'interface 2-3 : $\{p_{23}\}$ et $\{q_{vn\ 23}\}$. En considérant les sous-matrices associées à ces conditions aux limites inter-domaines nous pouvons écrire des sous-systèmes qui, assemblés, fourniront un nouveau système linéaire qui aura pour inconnues la pression et le débit linéique normal aux interfaces ainsi que les inconnues de pression ou de débit linéique sur les frontières globale du domaine (c'est-à-dire de l'anneau) regroupant tous les sous-domaines.

Cette démarche est ensuite finalement appliquée à notre problème d'étanchéité en considérant les transmissivité locales issues du calcul de contact qui a permis de déterminer le champ des ouvertures. Un aperçu d'une carte des transmissivités locales est représenté sur la figure 3.21. En incluant des conditions de Dirichlet à l'entrée et la sortie (pour r_i et r_e) nous obtenons enfin un système linéaire dont la solution correspond aux débits linéiques normaux en r_i et r_e. L'intégrale de ces débits linéiques donne alors le débit global. Le calcul de transmissivité peut alors être effectué, comme illustré dans la section qui suit.

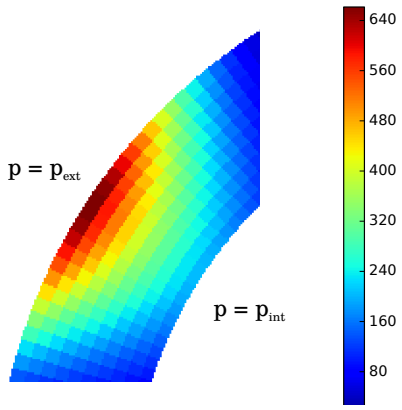


FIGURE 3.21 – Sous-domaines affectés d'une transmissivité locale k_i (en μm^3)

3.4.3 Calcul de la transmissivité

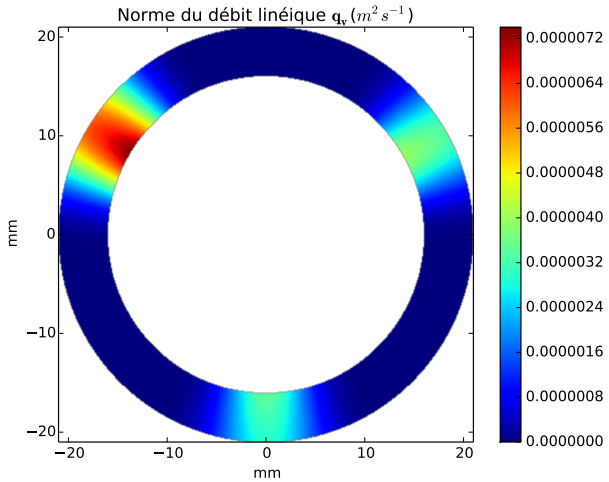


FIGURE 3.22 – Carte de la norme des débits sur l'anneau de contact

La résolution du système linéaire évoquée ci-dessus fournit le débit linéique normal et la pression sur toutes les frontières inter-domaine. A l'aide d'une interpolation,

la norme du débit linéique local $\mathbf{q_v}$, peut être reconstruite. La figure 3.22 représente un exemple de résultat de débit linéique local obtenu à partir du champ d'ouverture dont la représentation est donnée dans le paragraphe relatif au calcul de contact (figure 3.13). La transmissivité globale K est déterminée par la relation linéaire liant le débit volumique Q_v et la différence de pression entre l'amont et l'aval du contact Δp (relation dérivant de l'équation de Reynolds moyennée présentée dans le chapitre 1) :

$$\frac{Q_v}{2\pi} = -\frac{K}{\mu}\frac{\Delta p}{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} \tag{3.32}$$

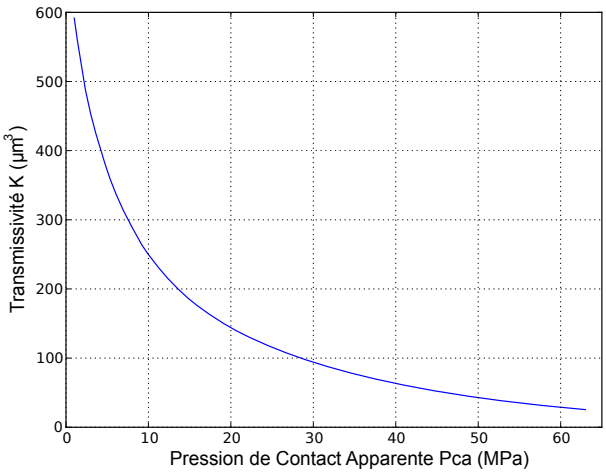


FIGURE 3.23 – Courbe de transmissivité globale en fonction de la pression apparente de contact

En répétant l'algorithme présenté, la transmissivité peut être calculée pour chaque pas de chargement, ce qui permet de déterminer la dépendance de la transmissivité vis à vis de la pression de contact apparente comme représenté sur la figure 3.23. Cette prédiction numérique de la transmissivité est ensuite confrontée aux résultats expérimentaux.

3.5 Validation

3.5.1 Calcul d'écoulement

La validation du calcul d'écoulement doit être effectuée dans un premier temps, cette validation permettant par la suite de valider le calcul de contact en utilisant la transmissivité globale K comme paramètre de contrôle de la qualité de la solution résultant de la chaîne de calcul. Pour cette première validation nous allons montrer tout d'abord que le calcul converge bien vers des solutions théoriques. Pour ce faire nous présentons la discrétisation par éléments de frontière effectuée. La figure 3.24

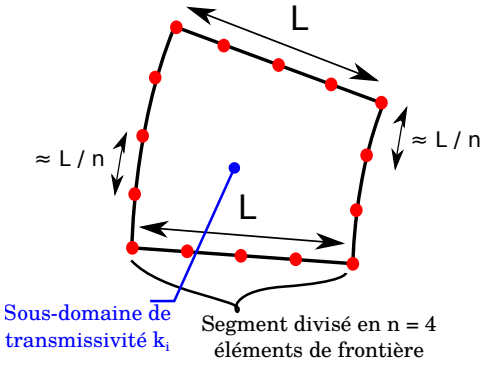


FIGURE 3.24 – Discrétisation d'un sous-domaine de la portée

n	K_{calc}
2	1.054
4	1.024
8	1.011

TABLE 3.1 – Valeurs de la transmissivité globale en fonction du nombre d'éléments de discrétisation sur chaque face des sous-domaines

illustre le nombre d'éléments utilisés sur un sous-domaine. L'objectif est d'utiliser des éléments de longueur la plus régulière possible. Ainsi notre variable de raffinement est le nombre n de divisions sur les côtés de longueur L. Nous considérons notre domaine global (portée entière) divisée radialement en 5 et circonférentiellement en 200. Dans notre test de convergence en maillage nous avons calculé la transmissivité pour les trois valeurs de n : $n = 2, 4$ et 8. Les transmissivités locales sont prises chacune égales à 1 ce qui conduit au résultat trivial $K = 1$ également. Dans la table 3.1 sont rassemblés les résultats obtenus pour les trois valeurs de n considérées. Plus le nombre de subdivisions d'éléments de frontière est élevée plus la transmissivité globale calculée s'approche de la transmissivité théorique égale à 1, $n = 8$ conduisant à une erreur de l'ordre du %.

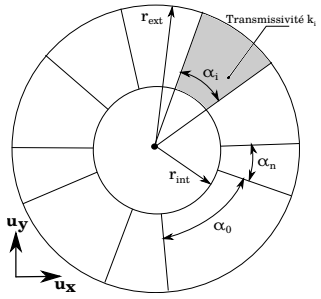


FIGURE 3.25 – Transmissivités locales disposées en parallèle

L'étape suivante consiste à tester le calcul sur des cas théoriques moins triviaux mais pour lesquels la transmissivité peut être déterminée analytiquement. Le pre-

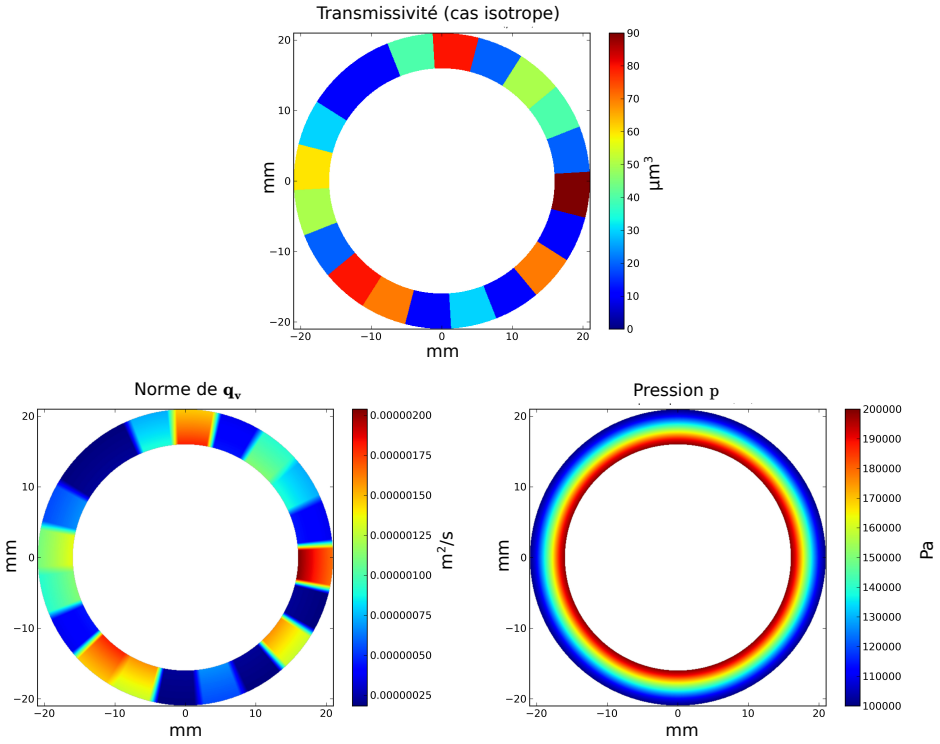


FIGURE 3.26 – Résultats obtenus pour le cas en parallèle

mier cas d'étude est celui où des transmissivités locales distribuées sont disposées en parallèle sur la portée annulaire. La figure 3.25 illustre la situation. Dans ce cas précis, il est possible de déterminer analytiquement la valeur de la transmissivité globale à partir des transmissivités locales à partir de la relation. Nous testons le code avec le même nombre de sous-domaine que le cas présenté précédemment. La distribution des transmissivités est donnée sur la figure 3.26 ainsi que les résultats associés. Cette distribution est réalisée aléatoirement avec des valeurs comprises entre 0 et $90\mu m^3$. Dans ce cas précis la théorie prédit une transmissivité globale $K_{theorique} = 40.00\mu m^3$ En choisissant $n = 2$ divisions en éléments de frontière nous obtenons $K_{calcul} = 40.63\mu m^3$. Ce qui représente un écart relatif à la théorie inférieur à 2%

$$K_{eq} = \frac{1}{2\pi}\sum_{i=0}^{i=n}\alpha_i k_i \quad \text{avec} \quad \sum_{i=1}^{i=n}\alpha_i = 2\pi \tag{3.33}$$

Dans une démarche similaire, nous effectuons le calcul lorsque les transmissivités sont disposées en série (figure 3.27). Dans ce cas, le résultat théorique permettant de déterminer la transmissivité globale équivalente est donné par la formule (3.34) :

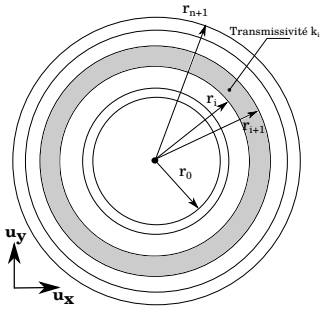


FIGURE 3.27 – Transmissivités locales disposées en série

$$K_{eq} = \frac{\ln\left(\frac{r_{n+1}}{r_0}\right)}{\sum_{i=0}^{i=n} \frac{\ln(\frac{r_{i+1}}{r_i})}{k_i}} \tag{3.34}$$

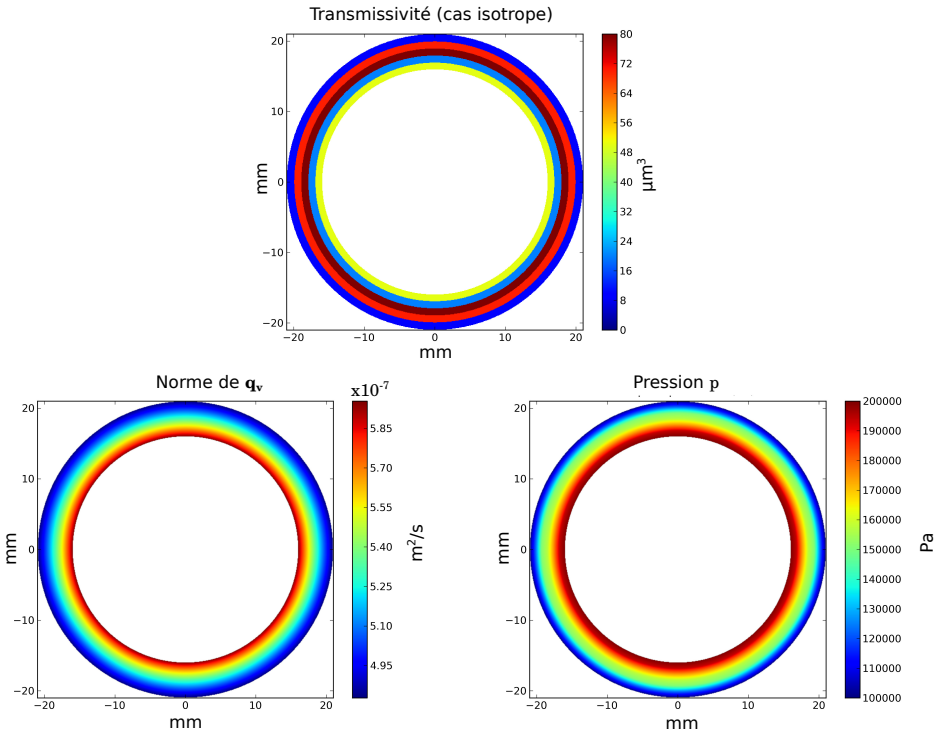


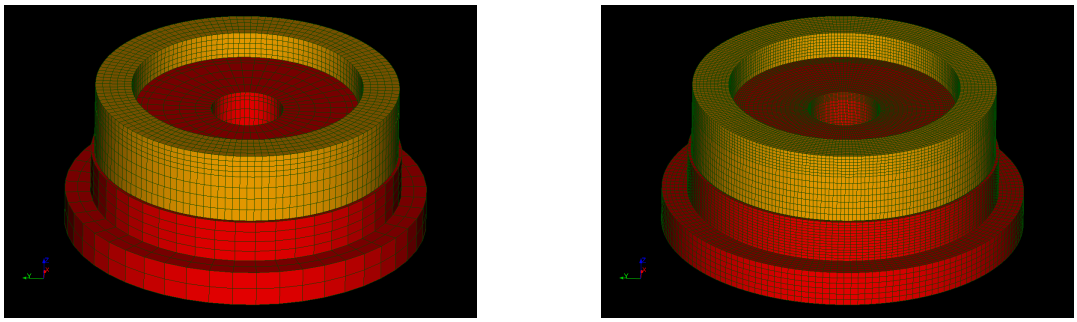
FIGURE 3.28 – Résultats obtenus pour le cas en série

La figure 3.28 présente le cas testé. Les conditions de maillage sont les mêmes que dans le cas parallèle et la distribution des transmissivités est aussi réalisée de manière uniforme entre 0 et $90\mu m^3$. Dans cette simulation nous retrouvons une transmissivité théorique $K_{theorique} = 26.25\mu m^3$ tandis que la transmissivité calculée est $K_{calcul} = 26.70\mu m^3$. Nous retrouvons un écart-relatif à la théorie inférieur à

2% ce qui nous permet une nouvelle fois de valider notre calcul. D'autre part, en plus d'effectuer ces vérifications, le débit a été calculé de manières différentes en considérant plusieurs cercles concentriques situés dans l'anneau, l'objectif étant de vérifier que le débit est bien conservé à toute valeur de r, ce qui est bien le cas ici.

A partir de ces vérifications, nous sommes en mesure d'utiliser notre calcul d'écoulement afin de calculer les transmissivités lorsque le champ des ouvertures locales est fourni pour un chargement donné. La comparaison des transmissivités calculées doit nous permettre indirectement de valider le calcul de contact en plus des vérifications internes à ce calcul de mécanique des solides.

3.5.2 Calcul de contact



(a) (b)

FIGURE 3.29 – Modélisation avec plusieurs raffinements

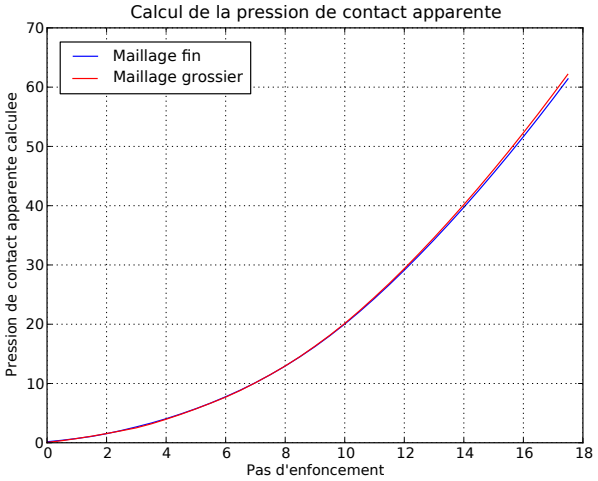


FIGURE 3.30 – Calcul de la pression de contact apparente

La convergence en maillage est vérifiée pour le calcul de contact en considérant 2 discrétisations différentes (figures 3.29(a) et 3.29(b)). Nous avons respectivement 220000 et 500000 éléments pour ces deux modèles. Nous vérifions que l'effort résultant sur le contact reste le même lorsqu'il est exprimé en fonction du pas de

chargement. Cette première étape nous permet de conclure quant à la discrétisation employée pour effectuer le calcul. La figure 3.30 présente les courbes de la pression de contact apparente déterminée en fonction du pas d'enfoncement de l'antagoniste sur l'éprouvette d'étanchéité.

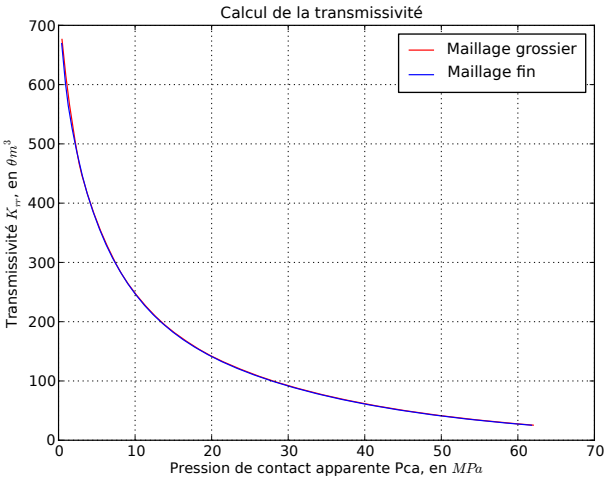


FIGURE 3.31 – Calcul de la transmissivité

Il apparaît clairement sur ce graphe que la discrétisation a peu d'influence sur le calcul de l'effort de contact. Cependant, dans notre étude d'étanchéité, la grandeur caractéristique est la transmissivité qui est une signature de la géométrie interstitielle. Cette transmissivité a été calculée en utilisant l'algorithme de résolution présenté précédemment sur les champs d'ouverture issus du calcul de déformation réalisé avec les maillages grossier et fin (voir figures 3.29(a) et 3.29(b)). Le graphe de la figure 3.31 présente une telle comparaison, on peut alors voir que selon la discrétisation du maillage, nous avons sensiblement les mêmes courbes. Ceci nous permet de valider la discrétisation effectuée. Le calcul avec le maillage le plus grossier nécessite une trentaine de minutes contre trois heures pour le calcul avec le maillage fin.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé la totalité de la chaîne de calcul permettant d'aboutir à un calcul de transmissivité à partir d'une mesure de défaut opérée sur une éprouvette d'étanchéité. Plus particulièrement nous nous sommes attachés à appliquer, en guise d'exemple, la chaîne de calcul à une portée ondulée fabriquée par le procédé développé dans le chapitre 2. Afin de valider la procédure, des études de convergence en maillage ont été réalisées. Les outils mis en place permettant donc de prédire la dépendance de la transmissivité du contact en fonction de l'effort de serrage avec une convergence en maillage vérifiée. Cette étape préalable à la mise en place d'un calcul de simulation numérique permet maintenant d'envisager des comparaisons entre les calculs et les expériences. Il s'agit précisément de l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Confrontation des résultats numériques et expérimentaux

Nous présentons dans ce chapitre plusieurs expériences numériques qui ont permis de mener une confrontation directe entre la modélisation développée dans le chapitre 3 de ce manuscrit et les expériences menées sur les bancs d'essais qui sont présentées dans le chapitre 2. Une première confrontation des résultats présente un écart significatif entre le modèle et les résultats expérimentaux. Un examen des différentes hypothèses faites dans la simulation est proposé. A partir de cette étude, nous nous proposons d'enrichir le modèle, tout d'abord par une prise en compte des défauts des autres surfaces en contact dans l'assemblage puis en incluant les effets des défauts d'échelles inférieures sur la portée d'étanchéité. En effet la surface de contact de l'éprouvette comporte une rugosité composée de stries circonférentielles qui suggère une modification de la transmissivité locale. Par une adaptation du schéma numérique utilisant la méthode des éléments de frontière nous développons alors un nouveau modèle qui prend en compte l'anisotropie du champ d'ouverture à petite échelle dans le calcul d'écoulement.

4.1 Confrontation directe

4.1.1 Modélisation géométrique

A partir d'un défaut d'ondulation cartographié à l'aide de la microscopie confocale, la méthode de lissage par synthèse modale du défaut mesuré est appliquée aux trois éprouvettes présentant des défauts de diverses amplitudes. Les défauts mesurés sur les éprouvettes alpha, beta et delta sont présentés sur les figures 4.1(a), 4.1(b) et 4.1(c). A partir de la représentation de ces défauts ondulés, un modèle géométrique de l'assemblage est réalisé en suivant la méthodologie présentée dans le chapitre 3.

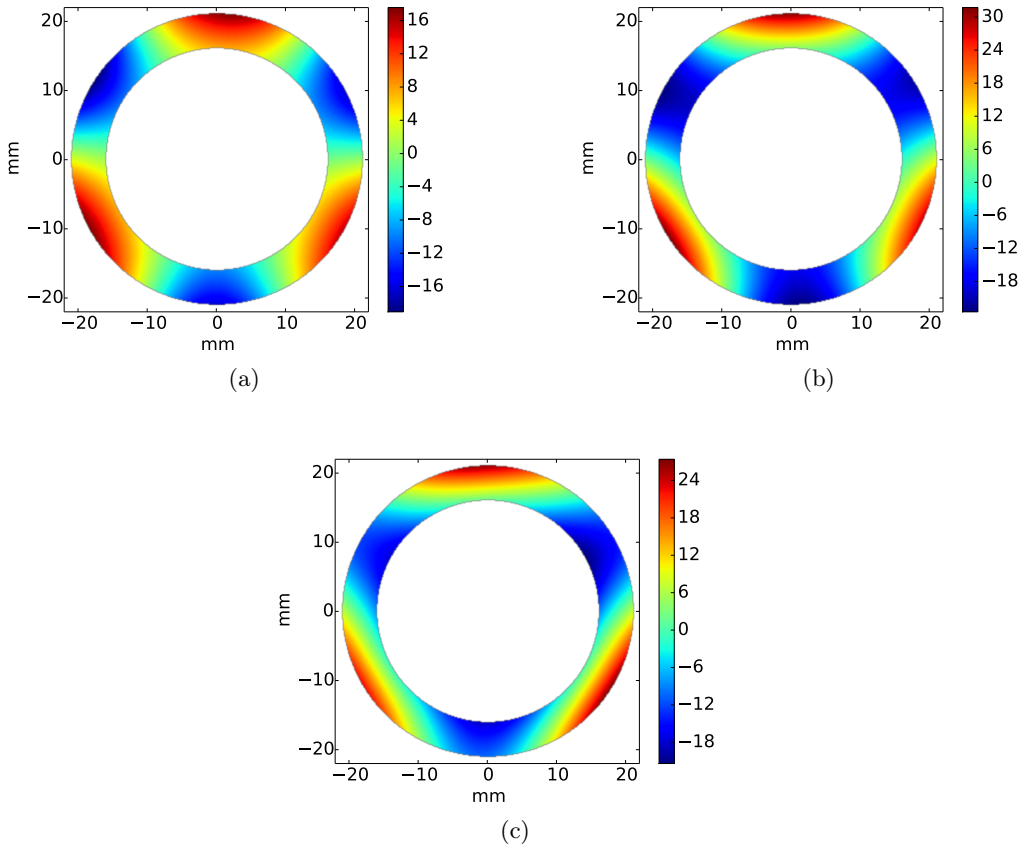


FIGURE 4.1 – Altitude par rapport au plan moyen des défauts d'ondulation des éprouvettes alpha (a), beta (b) et delta (c) (en μm) (après lissage)

4.1.2 Comparaison expérience vs simulation

Dans ce paragraphe, nous présentons les comparaisons entre transmissivités obtenues expérimentalement et les estimations issues des simulations basées sur les modèles de contact et d'écoulement au cours d'une charge d'effort de serrage. Les graphes des figures 4.2, 4.3 et 4.4 représentent ces résultats. Pour l'éprouvette alpha, nous constatons une très bonne concordance entre l'expérience et la simulation aux faibles valeurs d'effort d'appui, jusqu'à Pca de l'ordre de $10MPa$. Il en est de même pour les deux autres éprouvettes avec, cependant, un écart relatif plus élevé entre la prédiction et les essais, de l'ordre de 50%. Nous retrouvons une surestimation déjà observée par Christophe Vallet (Vallet [2008]). Cette surestimation suggère que le matériau se déforme plus que ne le prévoit la simulation numérique. En effet, une transmissivité plus faible que prévu par la simulation implique que le profil des pièces en contact se déforme de manière plus sensible. Cette observation nous emmène à examiner plus précisément les propriétés des matériaux constitutifs des pièces. En effet dans notre modèle, nous considérons que la pièce antagoniste est rigide par rapport à l'éprouvette d'étanchéité, ce qui mérite une attention particulière. D'autre part, l'assemblage est constitué d'une virole emboîtée sur le porte-éprouvette. L'interface entre ces deux pièces peut contenir des défauts d'ondulation qui peuvent avoir un impact non négligeable sur la propriété d'étanchéité de la liaison antagoniste/virole.

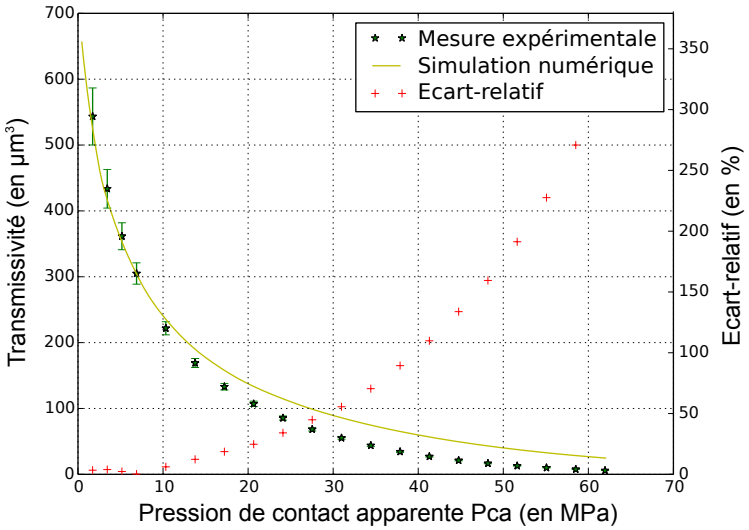


FIGURE 4.2 – Transmissivité K en fonction de la pression de contact apparente, Pca. Eprouvette alpha

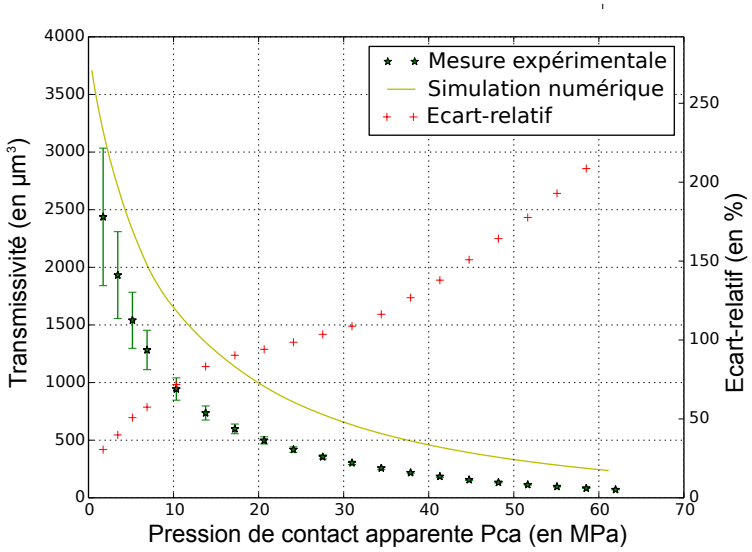


FIGURE 4.3 – Transmissivité K en fonction de la pression de contact apparente, Pca. Eprouvette beta

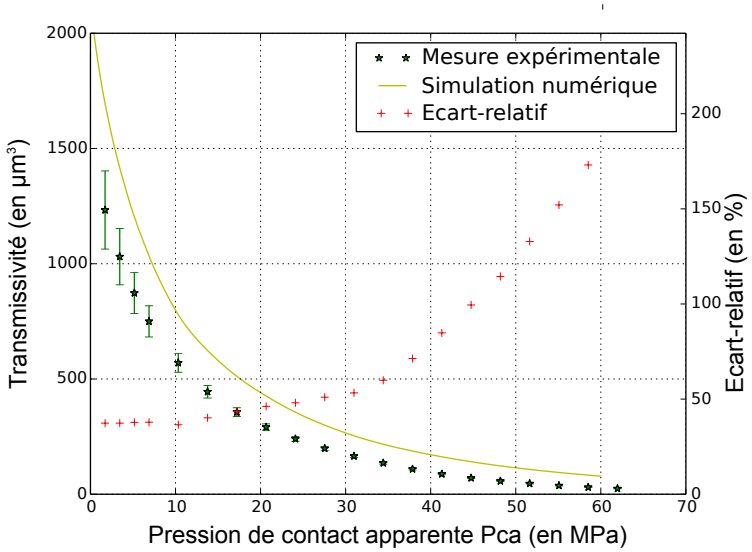


FIGURE 4.4 – Transmissivité K en fonction de la pression de contact apparente, Pca. Eprouvette delta

4.2 Analyse des hypothèses du modèle

4.2.1 Vérification de la planéité des surfaces

Dans notre simulation, les surfaces de contact entre le porte-éprouvette et la virole sont supposées ne contenir aucun défaut d'ondulation (voir figure 4.5). Avec cette hypothèse, nous supposons que la hauteur de virole est suffisamment grande (et donc rigide) pour pouvoir négliger les propriétés géométriques de la surface en partie inférieure. Une simulation présentée en annexe E résume une étude de sensibilité à la hauteur de virole dans le but de démontrer que cette dernière n'a pas d'influence. Cette étude préalable pourrait laisser à penser que la géométrie du défaut de la partie inférieure de la virole n'a pas d'influence sur le contact de la partie supérieure. Nous analysons cette hypothèse dans ce paragraphe en enrichissant la simulation de la donnée du défaut mesuré sur la partie inférieure de la virole.

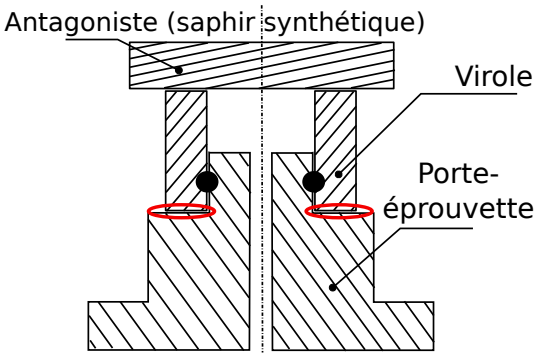
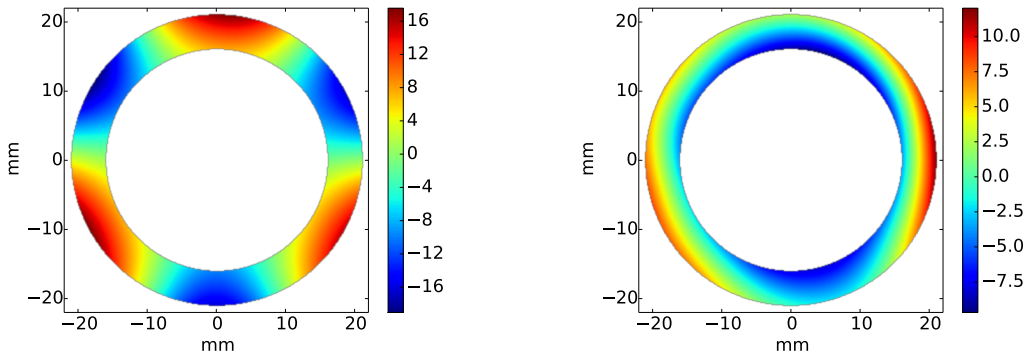


FIGURE 4.5 – Assemblage virole-antagoniste-porte éprouvette. Un défaut peut exister sur la surface inférieure de la virole en contact avec le porte éprouvette

Les figures 4.6(b), 4.7(b) et 4.8(b) représentent les défauts d'ondulation mesurés sur la partie inférieure pour, respectivement, les viroles alpha, beta et delta. Ces figures représentent les défauts d'ondulation seuls filtrés de la rugosité par la méthode de décomposition modale exposée dans le chapitre 3. Pour comparaison, les défauts sur la face supérieure sont également représentés sur les figures 4.6(a), 4.7(a) et 4.8(a). On constate que les défauts sur les deux faces restent du même ordre de grandeur. Si l'on considère l'amplitude crête-à-crête du défaut d'ondulation mesuré sur la face inférieure, on observe en effet que celui-ci représente 50% du défaut mesuré sur la face supérieure pour l'éprouvette alpha, 40% pour l'éprouvette beta et 30% pour l'éprouvette delta. Cette observation incite à prendre en compte la géométrie de ce défaut dans la simulation afin de quantifier l'impact sur la courbe de transmissivité.

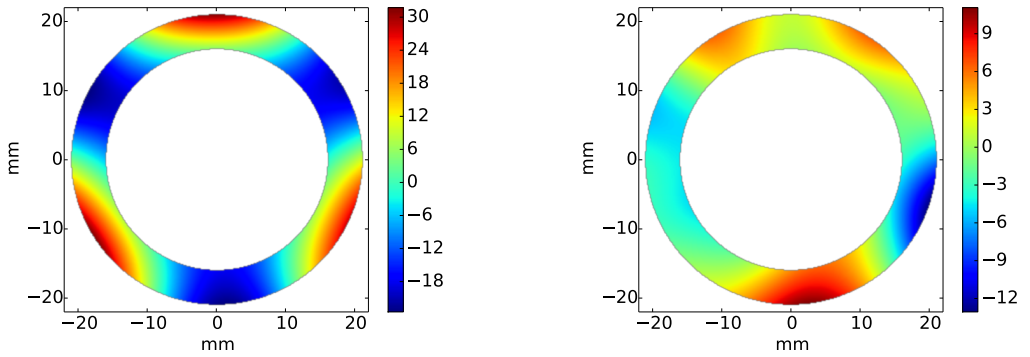
La figure 4.9 représente le défaut mesuré sur la face supérieure du porte-éprouvette venant en contact avec la face inférieure de la virole. Ce dernier n'excède pas $5\mu m$ crête-à-crête. Il n'est pas pris en compte dans la simulation qui est présentée dans ce paragraphe.

Les figures 4.24, 4.25 et 4.26 représentent les résultats obtenus en terme de transmissivité en considérant le défaut de la face inférieure de la virole d'une part et le



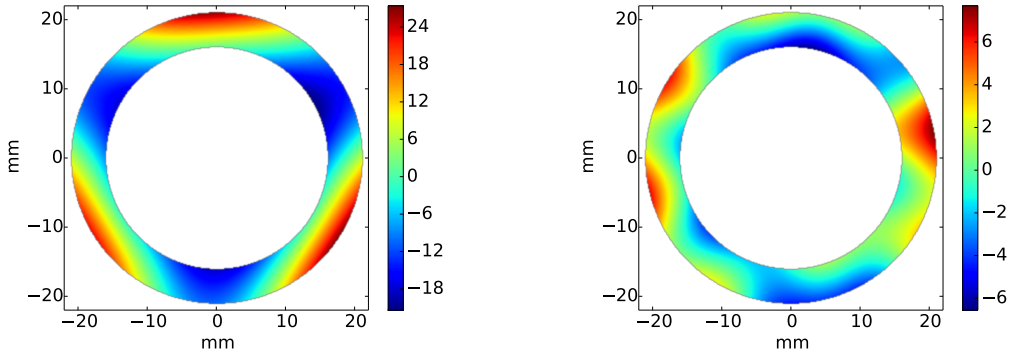
(a) (b)

FIGURE 4.6 – Carte des altitudes relativement au plan moyen. Eprouvette alpha : (a) : face supérieure, (b) : face inférieure



(a) (b)

FIGURE 4.7 – Carte des altitudes relativement au plan moyen. Eprouvette beta : (a) : face supérieure, (b) : face inférieure



(a) (b)

FIGURE 4.8 – Carte des altitudes relativement au plan moyen. Eprouvette delta : (a) : face supérieure, (b) : face inférieure

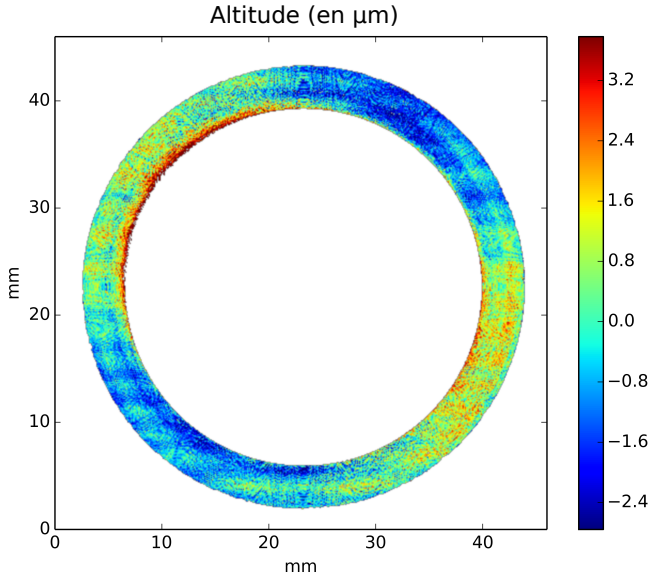


FIGURE 4.9 – Face du porte-éprouvette en contact avec la virole

contact inférieur virole/porte éprouvette comme rigoureusement plan. Nous observons que les deux courbes de transmissivité simulées coïncident de manière asymptotique lorsque le pression de contact apparente tend vers zéro. Cette observation est cohérente car, en effet, pour une pression de contact très faible le champ interstitiel d'ouverture au travers duquel s'effectue l'écoulement de fuite est seulement dépendant de la géométrie du défaut de la face supérieure lorsque le plan de l'antagoniste est simplement posé sans appuyer sur les sommets de l'ondulation. Cependant, ces simulations mettent clairement en évidence que l'impact du défaut inférieur sur le comportement du contact supérieur n'est pas négligeable.

La prise en compte de ce défaut inférieur induit une meilleure prédiction de la transmissivité obtenue expérimentalement pour les éprouvettes beta et delta. Une conclusion inverse s'impose en ce qui concerne l'éprouvette alpha. Dans les trois cas, la transmissivité reste du même ordre de grandeur pour les deux simulations. Ceci signifie que le défaut supérieur reste pilote de la fuite, même si la différence entre les deux estimations n'est pas négligeable. Pour représenter au mieux le comportement du contact éprouvette/antagoniste il semble nécessaire de considérer au mieux les formes de toutes les pièces de l'assemblage antagoniste/éprouvette/porte éprouvette. L'hypothèse selon laquelle le défaut est porté par un massif semi-infini est mise en défaut.

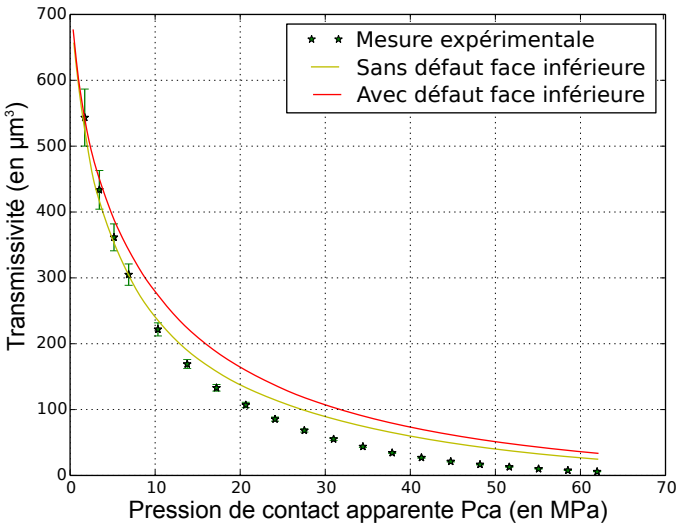


FIGURE 4.10 – Transmissivité calculée avec ou sans prise en compte du défaut sur la face inférieure de l'éprouvette et confrontation aux résultats expérimentaux. Eprouvette alpha

Le phénomène qui domine dans la combinaison des défauts réside dans le caractère plus ou moins en phase des défauts sur les surfaces supérieure et inférieure. En effet, on comprend aisément que lorsque les défauts sont en opposition de phase (figure 4.13(b)), la rigidité de l'assemblage est peu modifiée par rapport à une situation de contact parfaitement plan. En revanche, lorsqu'ils sont en phase (figure

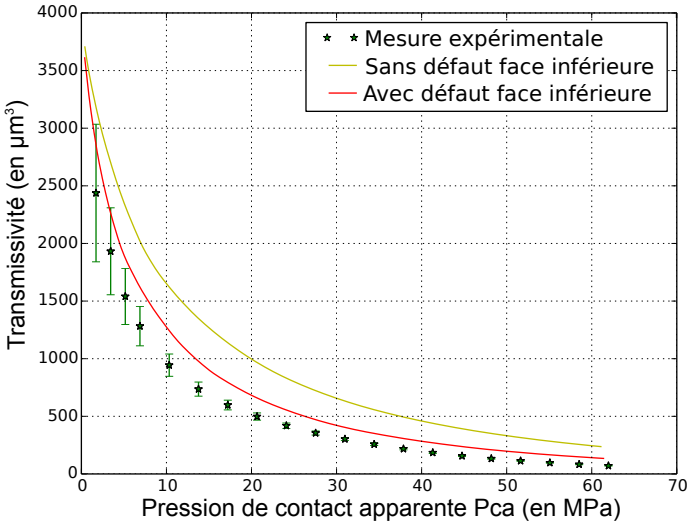


FIGURE 4.11 – Transmissivité calculée avec ou sans prise en compte du défaut sur la face inférieure de l'éprouvette et confrontation aux résultats expérimentaux. Eprouvette beta

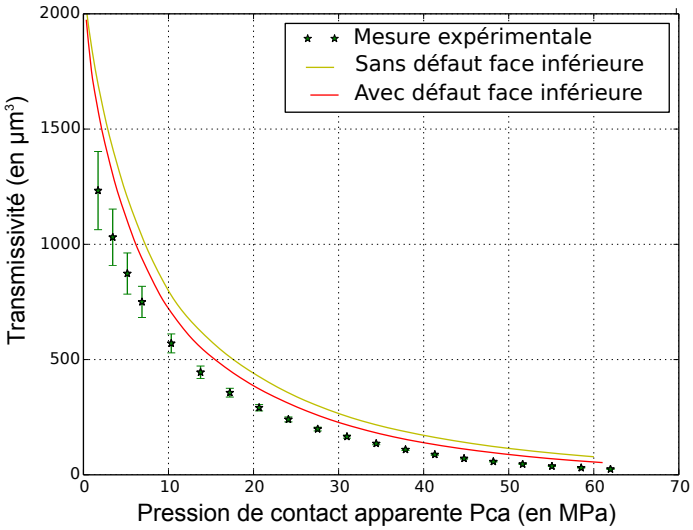


FIGURE 4.12 – Transmissivité calculée avec ou sans prise en compte du défaut sur la face inférieure de l'éprouvette et confrontation aux résultats expérimentaux. Eprouvette delta

4.13(a)), le système acquiert une souplesse qui permet une déformation plus grande de l'éprouvette et une fermeture plus efficace du contact avec l'antagoniste.

Pour s'en assurer nous avons réalisé deux simulations en utilisant des surfaces modèles. A partir du défaut d'ondulation mesuré sur l'éprouvette alpha, un défaut inférieur est reconstruit de manière à avoir dans un cas des défauts en phase et dans un autre cas des défauts en opposition de phase. A partir de ces simulation on observe que le contact est plus étanche lorsque les défaut sont en opposition de phase comme cela est représenté sur le dessin des figures 4.13(a) et 4.13(b). La figure 4.14 présente les résultats de transmissivité obtenus, on observe que celle-ci est plus faible lorsque les défauts sont en phase et qu'elle est plus grande lorsque les défauts ne sont pas en phase. Le résultat du calcul est cohérent avec l'explication donnée sur les schémas des figures 4.13(a) et 4.13(b). Des cartographies des champs d'ouverture obtenus sont représentés sur les figures 4.15(a) et 4.15(b) pour un même effort d'appui ($Pca = 60MPa$). On constate visuellement que le contact est beaucoup plus fermé lorsque les défauts sont en phase.

On retiendra qu'il est important de mesurer correctement le défaut et de construire un modèle réaliste incluant les défauts sur les deux surfaces de la pièce pour un assemblage tel que celui envisagé ici.

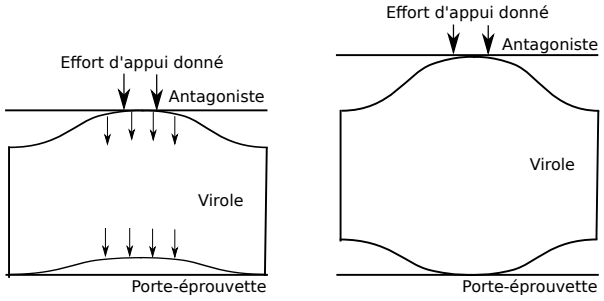


FIGURE 4.13 – Défauts en phase (a) et en opposition de phase (b)

4.2.2 Hypothèse de rigidité de l'antagoniste

Une nouvelle simulation incluant le caractère déformable de l'antagoniste est réalisée. Cette simulation permet de déterminer le champ des ouvertures en fonction de la charge de contact en considérant une loi de comportement purement élastique pour l'antagoniste. Nous avons pris le module d'Young le moins élevé rencontré dans nos expériences pour modéliser ce dernier : $345GPa$. Comme le montre la figure 4.16, où les résultats de transmissivité obtenus par simulation avec un massif antagoniste déformable ou non sont représentés en fonction de Pca, on ne note pas de différence entre les deux situations. Une simulation de cette nature avait déjà été réalisée par Julian Durand (Durand [2012]) à l'échelle des défauts de rugosité. Elle n'avait pas montré d'écart important en prenant en compte un antagoniste déformable. Nous montrons ici qu'il en est de même à l'échelle des défauts d'ondulation. L'hypothèse

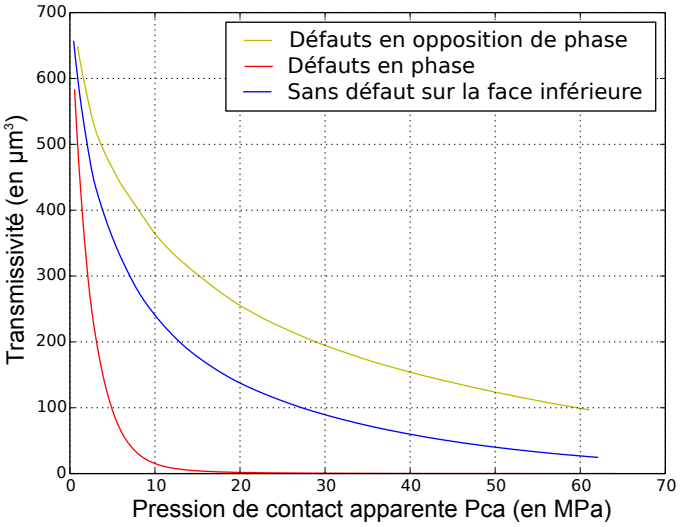
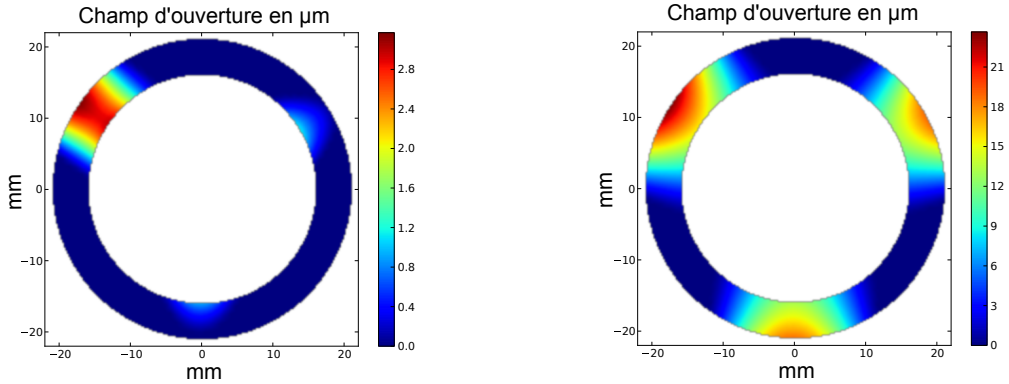


FIGURE 4.14 – Résultats de transmissivité en considérant des défauts d'ondulation en phase et opposition de phase



(a) (b)

FIGURE 4.15 – Champs d'ouverture obtenus pour une même pression de contact apparente ($60MPa$). (a) : défauts en phase, (b) : défauts en opposition de phase

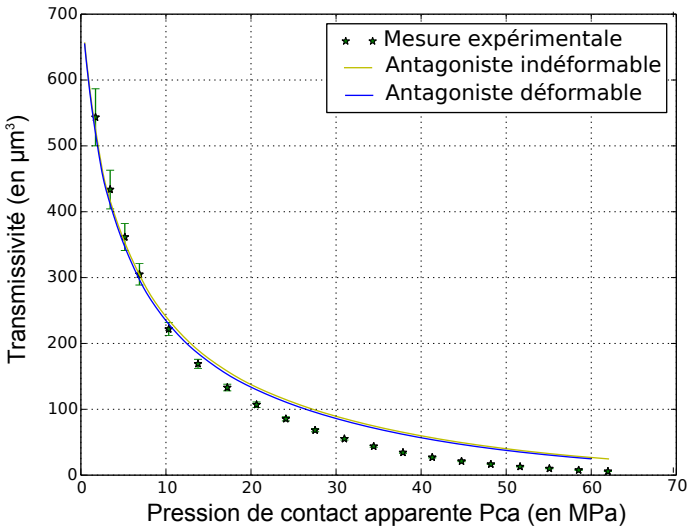


FIGURE 4.16 – Transmissivité estimée en utilisant un modèle d'antagoniste indéformable ou purement élastique en fonction de Pca et confrontation aux résultats expérimentaux

de rigidité infinie de l'antagoniste vis-à-vis de l'éprouvette reste cohérente.

4.2.3 Influence de la loi de comportement du revêtement dur

Dans ce paragraphe, nous nous proposons d'étudier la sensibilité de la courbe de transmissivité au module d'Young du revêtement dur. L'objectif est d'étudier si une erreur sur la valeur du module d'Young modifie de manière conséquente la transmissivité du contact. Nous avons considéré deux valeurs du module d'Young inférieures de 10% puis de 50% à la valeur nominale. Les résultats correspondants de transmissivité sont reportés sur le graphe de la figure 4.17 qui montre que K diminue avec E. Cette tendance était attendue puisqu'une valeur plus faible de E implique une déformation plus importante à effort égal et donc une fermeture plus efficace des interstices conduisant à un contact plus étanche.

Cependant, même en diminuant le module d'Young de 50%, on ne parvient pas à obtenir des résultats en cohérence avec l'expérience. Compte-tenu qu'une erreur de 50% sur la valeur du module de Young n'est pas réaliste, il n'est pas envisageable de retenir cette hypothèse. Enfin, de manière similaire à la simulation tenant compte du défaut inférieur de la virole, on remarquera que les courbes de transmissivité simulées coïncident toutes entre elles à faible effort de contact.

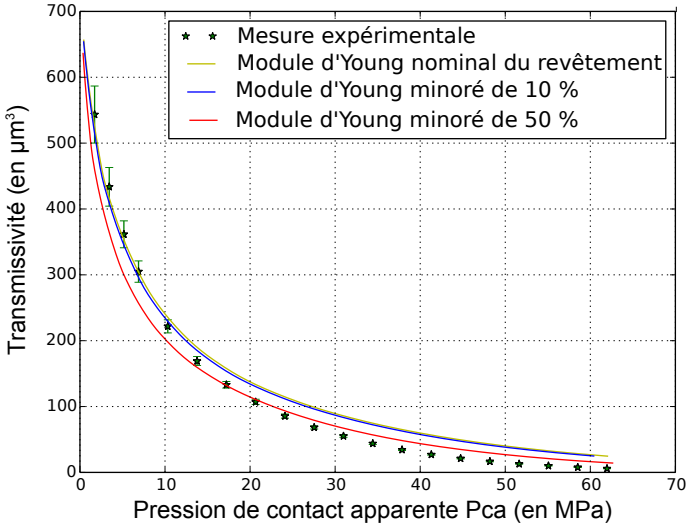


FIGURE 4.17 – Modélisation avec diminution du module de Young du revêtement

4.3 Prise en compte du caractère anisotrope des surfaces dans le calcul d'écoulement

4.3.1 Stries surfaciques

Lors de l'étape de rodage, des stries surfaciques subsistent. Ces stries de nature apparente circonférentielle semblent résulter du dressage de la surface ainsi que du procédé de rodage qui est une opération délicate pour obtenir une surface parfaitement isotrope dans la configuration en question. Notre calcul ne permet pas, en l'état, de prendre en compte cet état strié, tant du point de vue de la modélisation du contact que de la modélisation de l'écoulement fluide. La simulation consiste actuellement à modéliser le défaut ondulé seul, sans les défauts d'échelles inférieures. La figure 4.18 illustre la situation du calcul d'écoulement. Localement, les mailles de discrétisation auxquelles sont affectées des transmissivités locales s'apparentent à des plans lisses qui ne rendent pas compte de la géométrie à l'échelle inférieure. L'objet de ce paragraphe est d'enrichir la simulation pour tenter de prendre en compte, de manière approchée le caractère strié dans le calcul d'écoulement. Nous faisons le choix de ne pas modifier le calcul d'écrasement. En effet, les moyens de calcul ne nous permettent pas d'appréhender les échelles des défauts striés dans le calcul de structure. Cependant, par cette amélioration numérique, nous estimons qu'il est possible de mieux rendre compte du comportement du contact en terme d'étanchéité. En effet, la fuite est surestimée par le calcul. La présence de stries circonférentielles induirait une fuite amoindrie lié à la disposition de ces dernières qui constituent une résistance supplémentaire à l'écoulement.

Plus précisément, ce correctif passe par un recalcul de la transmissivité locale en prenant en compte l'état strié sur un élément de surface présenté sur la figure

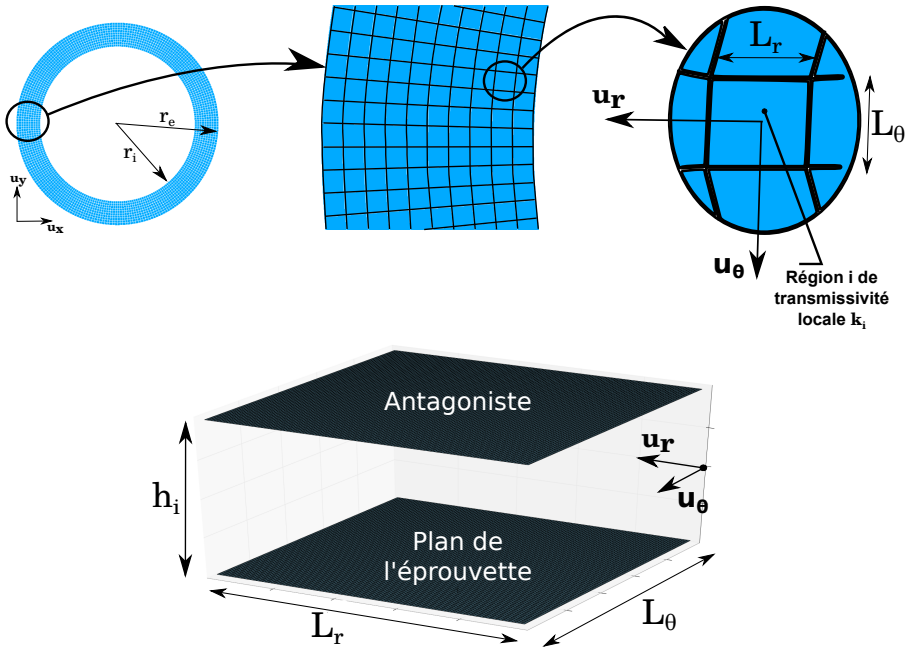


FIGURE 4.18 – Schéma de présentation

4.19. Cet état strié est assimilable à une surface sinusoïdale d'amplitude A et de longueur d'onde λ. Un tel état strié modifie la transmissivité locale qui n'est plus isotrope avec une valeur de $\frac{h^3}{12}$ mais une forme tensorielle diagonale dans le repère local associé. Nous faisons en effet l'hypothèse que les stries sont purement circonférentielles. Cette hypothèse est, en toute rigueur, incorrecte car l'opération de coupe induit des stries spiralées. Cependant, la faible longueur d'onde de ces dernières nous permet de les assimiler à des cercles concentriques. Dans ces conditions le tenseur des transmissivités peut être considéré comme diagonal dans la base $(\mathbf{u_r}, \mathbf{u}_\theta)$. Les valeurs associées aux deux directions sont, respectivement, K_{rr} et $K_{\theta\theta}$. De cette manière, deux nouveaux problèmes numériques doivent être résolus :

— Calcul du tenseur local des transmissivités prenant en compte l'état strié sur une cellule (voir figure 4.19)
— Calcul de la transmissivité globale en prenant en compte le problème anisotrope et hétérogène induit sur l'ensemble de la portée

4.3.2 Equations de Reynolds en millieu anisotrope et hétérogène

Dans ce paragraphe, nous définissons le problème associé aux équations de Reynolds qui gouvernent l'écoulement au travers du contact en le formulant en intégrale et éléments de frontière. La configuration anisotrope et hétérogène est représentée sur la figure 4.20. Nous présentons, dans ce qui suit le développement dans un cadre tout à fait général, sans tenir compte des spécificités liées au cas du domaine annulaire et des tenseurs localement diagonaux dans le repère local $(\mathbf{u_r}, \mathbf{u}_\theta)$. Deux régions i et j sont séparées par une interface A_{ij}. Ces régions sont caractérisées par leurs tenseurs

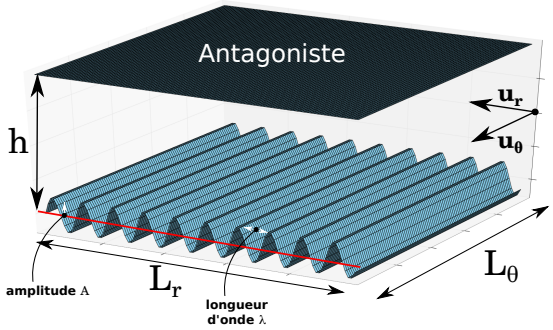


FIGURE 4.19 – Etat strié et anisotropie induite

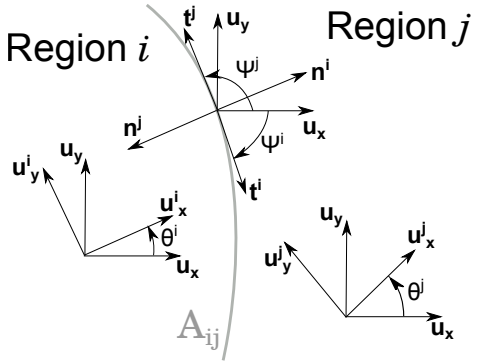


FIGURE 4.20 – Configuration anisotrope et hétérogène

respectifs de transmissivités $\mathbf{K^i}$ et $\mathbf{K^j}$ exprimés dans la base commune de coordonnées $R = (O, \mathbf{u_x}, \mathbf{u_y})$. Dans cette base, les tenseurs $\mathbf{K^i}$ et $\mathbf{K^j}$ sont a priori pleins. Ces tenseurs sont définis positifs (c-à-d avec des valeurs propres positives dans le but d'être cohérent avec la notion de transmissivité qui représente un écoulement diffusif des hautes pressions vers les plus basses). Ces tenseurs sont obtenus par le calcul de transmissivité préalable réalisé sur un élément de surface local. En considérant la pression p_α de chaque région (i, j) (avec $\alpha = i, j$), le modèle de Reynolds peut être écrit de la manière suivante :

Sur la région i :

$$\nabla \cdot (\mathbf{K^i} \cdot \nabla p_i) = 0 \tag{4.1}$$

Sur la région j :

$$\nabla \cdot (\mathbf{K^j} \cdot \nabla p_j) = 0 \tag{4.2}$$

Sur la frontière A_{ij}, le flux normal est continu (le signe négatif exprime le déplacement de matière d'une région vers une autre) :

$$q^i_{vn} = -q^j_{vn} \tag{4.3}$$

ou, de manière équivalente :

$$\mathbf{n^i} \cdot \mathbf{K^i} \cdot \nabla p_i \quad = \quad -\mathbf{n^j} \cdot \mathbf{K^j} \cdot \nabla p_j \tag{4.4}$$

où $\mathbf{n^i}$ et $\mathbf{n^j}$ sont les vecteurs normaux sortants aux régions i et j.

D'autre part, la pression est également continue à l'interface A_{ij} :

$$p_i \quad = \quad p_j \tag{4.5}$$

Pour appliquer la méthode des éléments de frontière, il est nécessaire de déterminer les solutions fondamentales de ces équations anisotropes. Cette méthode est menée dans différents travaux de la littérature (Brebbia et Chang [1979]; Rungamornrat et Wheeler [2006]; Rungamornrat [2009]; Zhang *et al.* [2011]). Il nous a paru plus simple dans notre travail, de transformer le système de coordonnées afin de modifier les équations (4.1 – 4.5) en des équations de Laplace classiques qui peuvent être facilement résolues par la méthode des éléments de frontière et dont le code a déjà été présenté dans le chapitre 3. L'objectif est de s'appuyer sur ce code pour mettre en place la résolution dans le cas hétérogène et anisotrope.

Pour accomplir ce travail, nous réécrivons le problème dans un nouvel ensemble de coordonnées relatives à chaque région : (x^α, y^α) (avec $\alpha = i, j$). Ces nouveaux repères sont tels que, les tenseurs de transmissivité sont diagonaux et s'écrivent $\begin{pmatrix} k_x^\alpha & 0 \\ 0 & k_y^\alpha \end{pmatrix}$ (avec $\alpha = i, j$). En tenant compte de ce changement, nous pouvons écrire de nouvelles équations en reprenant (4.1 – 4.5) :

Sur la région i :

$$k_x^i \frac{\partial^2 p_i}{\partial {x^i}^2} + k_y^i \frac{\partial^2 p_i}{\partial {y^i}^2} \quad = \quad 0 \tag{4.6}$$

Sur la région j :

$$k_x^j \frac{\partial^2 p_j}{\partial {x^j}^2} + k_y^j \frac{\partial^2 p_j}{\partial {y^j}^2} \quad = \quad 0 \tag{4.7}$$

L'équilibre du flux normal (4.3) sur A_{ij} s'exprime par :

$$n_x^i k_x^i \frac{\partial p_i}{\partial x^i} + n_y^i k_y^i \frac{\partial p_i}{\partial y^i} \quad = \quad -n_x^j k_x^j \frac{\partial p_j}{\partial x^j} - n_y^j k_y^j \frac{\partial p_j}{\partial y^j} \tag{4.8}$$

où n_x^α et n_y^α sont les nouvelles composantes de $\mathbf{n}^\alpha$ dans les nouveaux repères (voir figure 4.20 pour la notation des angles) :

$$n_x^\alpha \quad = \quad -sin(\Psi^\alpha - \theta^\alpha) \qquad \alpha = i, j \tag{4.9}$$

$$n_y^\alpha \quad = \quad cos(\Psi^\alpha - \theta^\alpha) \qquad \alpha = i, j \tag{4.10}$$

L'expression de la pression est inchangée sur la frontière entre les deux régions A_{ij} :

$$p_i \quad = \quad p_j \tag{4.11}$$

A partir de ce système d'équations nous appliquons un ultime changement de variables. Ce changement de variable induit une dilatation suivant une coordonnée. Cette méthode a été développée dans les travaux de Rafiezadeh et al. (Rafiezadeh et Ataie-Ashtiani [2012, 2013]). L'expression des vecteurs de la nouvelle base est donnée par :

$$\mathbf{u}_{\mathbf{x}}^{*\alpha} = \left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \mathbf{u}_{\mathbf{x}}^{\alpha} \quad \alpha = i, j \tag{4.12}$$

$$\mathbf{u}_{\mathbf{y}}^{*\alpha} = \mathbf{u}_{\mathbf{y}}^{\alpha} \quad \alpha = i, j \tag{4.13}$$

La règle de dérivation en chaîne donne sur les régions $\alpha = i, j$:

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial x^\alpha} = \left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial p_\alpha}{\partial x^{*\alpha}} \tag{4.14}$$

$$\frac{\partial^2 p_\alpha}{\partial x^{\alpha 2}} = \frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha} \frac{\partial^2 p_\alpha}{\partial x^{*\alpha 2}} \tag{4.15}$$

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial y^\alpha} = \frac{\partial p_\alpha}{\partial y^{*\alpha}} \tag{4.16}$$

$$\frac{\partial^2 p_\alpha}{\partial y^{\alpha 2}} = \frac{\partial^2 p_\alpha}{\partial y^{*\alpha 2}} \tag{4.17}$$

Les équations (4.6 – 4.11) sont donc modifiées en :

Sur la région i :

$$\frac{\partial^2 p_i}{\partial x^{*i 2}} + \frac{\partial^2 p_i}{\partial y^{*i 2}} = \nabla^{*2} p_i = 0 \tag{4.18}$$

Sur la région j :

$$\frac{\partial^2 p_j}{\partial x^{*j 2}} + \frac{\partial^2 p_j}{\partial y^{*j 2}} = \nabla^{*2} p_j = 0 \tag{4.19}$$

où $\nabla^* p_\alpha$ représente le gradient exprimé dans le repère dilaté. Sur $A_{i,j}$ l'expression de la pression est inchangée :

$$p_i = p_j \tag{4.20}$$

Cette transformation conduit à une transmissivité équivalente isotrope dans le domaine $\alpha = i, j$. La matrice des transmissivités s'écrit $\begin{pmatrix} k_y^\alpha & 0 \\ 0 & k_y^\alpha \end{pmatrix}$ (avec $\alpha = i, j$). Nous avons finalement un problème équivalent isotrope à résoudre avec une transmissivité égale à k_y^α dans le domaine transformé.

Par ailleurs, les dérivées normales $\frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^\alpha}$ doivent être exprimées dans le repère dilaté. Une relation liant les dérivées normales doit être trouvée afin de pouvoir exprimer les raccordements des flux aux frontières. L'annexe F présente en détail la démonstration qui permet de lier les dérivées normales et, ainsi, d'obtenir la relation suivante (Rafiezadeh et Ataie-Ashtiani [2012, 2013]) :

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^\alpha} = \left(\frac{k_x^\alpha}{k_y^\alpha} n_x^{*\alpha 2} + n_y^{*\alpha 2}\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^{*\alpha}} \quad \alpha = i, j \tag{4.21}$$

où $n^{*\alpha} = (n_x^{*\alpha}, n_y^{*\alpha})$ est le vecteur sortant de la région α lorsque la transformation homothétique est appliquée.

La réécriture de la continuité des flux donne :

$$\mathbf{q_v^i} \cdot \mathbf{n^i} = -\mathbf{q_v^j} \cdot \mathbf{n^j} \tag{4.22}$$

En tenant compte des transmissivités équivalentes k_y^α des domaines transformés, nous pouvons écrire (Rafiezadeh et Ataie-Ashtiani [2012, 2013]; Liggett [1984]) :

$$k_y^i \frac{\partial p_i}{\partial \mathbf{n^i}} = -k_y^j \frac{\partial p_j}{\partial \mathbf{n^j}} \tag{4.23}$$

En introduisant la relation (4.21) dans cette dernière équation, on obtient donc, pour la relation de continuité des flux dans les nouveaux repères.

$$k_y^i \left(\frac{k_x^i}{k_y^i} n_x^{*i 2} + n_y^{*i 2}\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial p_i}{\partial \mathbf{n^{*i}}} = -k_y^j \left(\frac{k_x^j}{k_y^j} n_x^{*j 2} + n_y^{j\,2}\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial p_j}{\partial \mathbf{n^{*j}}} \tag{4.24}$$

En reprenant le schéma des éléments de frontière présenté dans le chapitre 3 et en effectuant le changement de base sur chaque domaine sur lequel est associé une transmissivité anisotrope nous sommes en mesure de résoudre le problème anisotrope hétérogène permettant de prendre en compte l'anisotropie locale de la surface de la portée. Il reste maintenant à exprimer en prenant en compte la géométrie striée du défaut.

4.3.3 Adaptation de la méthode des éléments de frontière

La résolution du problème posé dans le paragraphe précédent diffère du problème de résolution par la méthode des éléments de frontière classique pour un milieu hétérogène et isotrope dont la méthodologie est présentée dans le chapitre 3. Dans ce paragraphe nous nous attachons à présenter la méthode de construction du schéma numérique. La figure 4.21 représente un exemple de domaine constitué de 4 régions

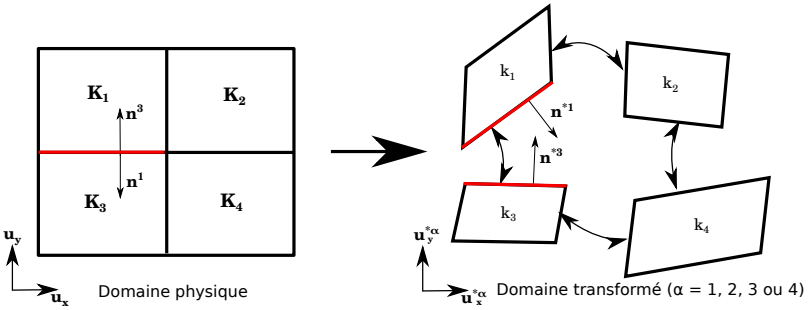


FIGURE 4.21 – Domaine physique et domaine transformé

adjacentes auxquelles sont affectées des transmisivités anisotropes avant transformation (domaine physique) et isotropes après transformation. La première étape du calcul consiste à passer dans le domaine dilaté respectif de chaque région. En effet, la transformation engendrant la dilatation est dépendante des composantes de transmissivité relative à la région en question. Nous déterminons alors les matrices G et$H$ relatives à chaque nouvelle région dans le domaine transformé. Nous obtenons l'équation intégrale en pression suivante pour les 4 régions présentées ($i = 1, 2, 3$ ou 4) :

$$G_i\{p\} + H_i\{\frac{\partial p}{\partial n}\} \quad = \quad 0 \tag{4.25}$$

La discrétisation en éléments de frontière constants conduit à la formation d'un système linéaire dans chaque région. A partir de ces 4 systèmes linéaires et des conditions de raccordement (4.24) et (4.20), nous construisons un nouveau système global. La difficulté réside alors dans l'écriture des conditions de raccordement. Les 4 systèmes induits par l'équation (4.25) font apparaître plus d'inconnues que d'équations. Ces inconnues sont la dérivée normale de la pression et la pression elle-même sur les frontières inter-région. Les conditions de raccordement nous permettent de lier la pression entre deux zones (égalité) et la condition d'équilibre du flux nous permet de lier linéairement les flux normaux. Nous sommes alors en mesure de supprimer une inconnue et l'exprimer en fonction de l'autre dans la construction du système linéaire final.

4.3.4 Calcul de l'anisotropie locale

Le calcul de l'anisotropie locale est réalisé sur un élément de surface de la portée. Ce tenseur anisotrope local est ensuite utilisé sur chaque région (maille) du domaine global. Dans notre code nous choisissons de modéliser un tenseur anisotrope sur les cellules où l'ouverture obtenue avec code_aster demeure non nulle. En effet, les transmissivités observées sont de l'ordre de $100\mu m^3$ dans les zones de plus forte ouverture et nous ne tenons donc pas compte des ouvertures résiduelles liées à la rugosité dans les zones de contact obtenues par code_aster sur la surface filtrée. La première étape consiste à approximer l'état strié de la surface réelle (état représenté

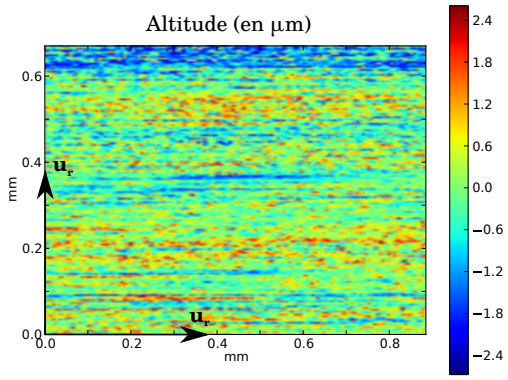


FIGURE 4.22 – Champ d'altitude en μm(par rapport au plan moyen) sur une portion de la surface de l'éprouvette beta : mise en évidence de l'état de surface strié

sur la figure 4.19) qui permet de déterminer les composantes radiales $K_{rr}(x, y)$ et orthoradiales $K_{\theta\theta}(x, y)$ du tenseur de transmissivité. La figure 4.22 présente une mesure d'altitude (par rapport au plan moyen) par microscopie confocale sur une fenêtre d'acquisition restreinte à $0.8mm$. Cette surface est ensuite modélisée à l'aide d'un profil de stries sinusoïdales par un calage à partir de l'amplitude moyenne mesurée et la longueur d'onde de celles-ci.

Dans le cas de l'éprouvette beta par exemple, la strie de rugosité identifiée avec ce procédé a une longueur d'onde de $10\mu m$ et une amplitude $a = 2.5\mu m$. Les transmissivités K_{rr} et $K_{\theta\theta}$ sont alors calculées sur une cellule unitaire (périodique) du motif comme représenté sur la figure 4.23. Pour déterminer K_{rr}, on résout numériquement le problème de Stokes (à l'aide d'un code éléments de frontière existant (Lasseux [1990]) tandis que pour $K_{\theta\theta}$, une solution analytique est utilisée en faisant l'approximation de Reynolds qui permet de considérer $K_{\theta\theta}$ comme le résultat de la mise en parallèle de transmissivités de valeur $\frac{\xi^3}{12}$

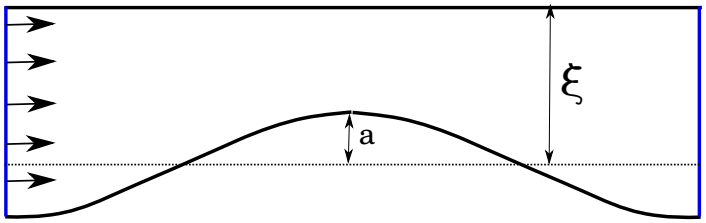


FIGURE 4.23 – Cellule utilisée pour le calcul local de $K_{rr}(x, y)$ par une résolution des équations de Stokes

4.3.5 Résultats

Le calcul prenant en compte l'anisotropie est réalisé pour les 3 éprouvettes alpha, beta et delta. Les transmissivités globales K obtenues sont représentées sur les graphes des figures 4.24, 4.25 et 4.26. Ces résultats mettent clairement en évidence

que le filtrage des défauts de rugosité a un impact non négligeable sur l'estimation de la transmissivité. La prise en compte de ces défauts, effectuée ici de manière approchée, contribue à diminuer significativement la transmissivité du contact qui est sinon surestimée de manière assez sensible au regard des données expérimentales. L'accord reste imparfait, en particulier dans le cas de l'éprouvette alpha pour laquelle la transmissivité est maintenant sous estimée pour un serrage inférieur à $20MPa$. Dans le cas des éprouvettes beta et delta, l'estimation des transmissivtés obtenues expérimentalement est améliorée sur tout l'intervalle de serrage.

Bien entendu, il faut insister ici sur le caractère approximatif de la prise en compte de ces rugosités puisqu'elles sont ignorées dans l'étape de calcul de déformation et il conviendrait de soigneusement les y intégrer, ce qui pose encore une réelle difficulté en raison du contraste d'échelle.

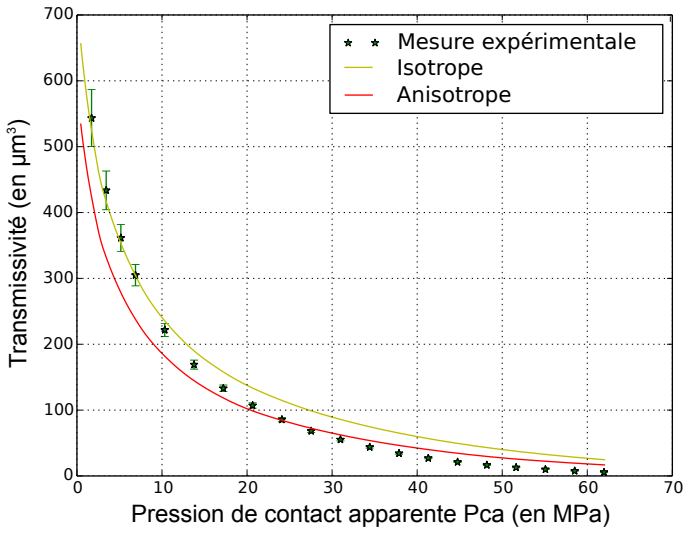


FIGURE 4.24 – Transmissivité du contact estimée avec et sans la prise en compte du caractère anisotrope de la transmissivité locale liée à la rugosité. Confrontation avec les données expérimentales. Eprouvette alpha

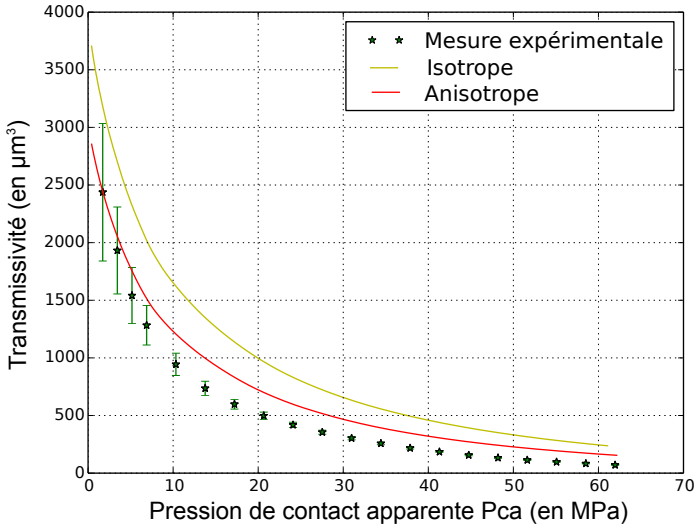


FIGURE 4.25 – Transmissivité du contact estimée avec et sans la prise en compte du caractère anisotrope de la transmissivité locale liée à la rugosité. Confrontation avec les données expérimentales. Eprouvette beta

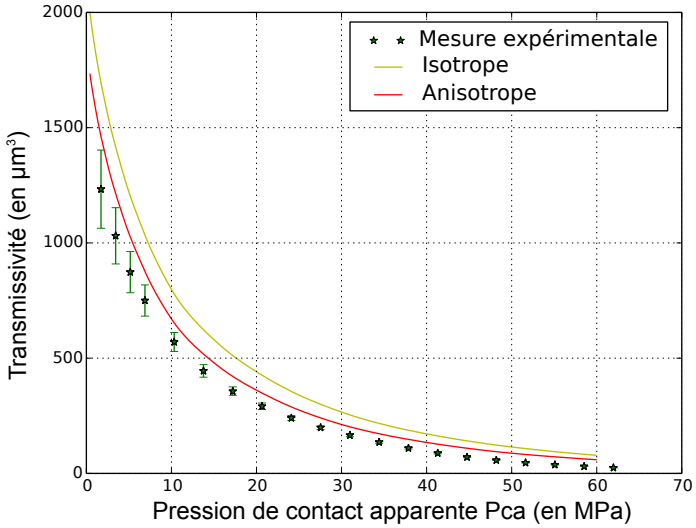


FIGURE 4.26 – Transmissivité du contact estimée avec et sans la prise en compte du caractère anisotrope de la transmissivité locale liée à la rugosité. Confrontation avec les données expérimentales. Eprouvette delta

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons mis en confrontation les résultats expérimentaux aux simulations numériques réalisées à partir de relevés d'altitude des éprouvettes ondulées fabriquées par le procédé développé dans le chapitre 2. Les résultats de confrontation démontrent une surestimation de la fuite par la prédiction numérique. Afin de produire une simulation numérique plus fidèle de la réalité des essais, plusieurs axes d'amélioration sont proposés. Certains de ces axes ont permis d'améliorer sensiblement les estimations. Tout d'abord, la prise en compte du défaut ondulé présent sur la face inférieure de la virole a été considérée. Nous retrouvons une simulation plus fidèle aux essais pour les éprouvette beta et delta. Cependant cette amélioration de prédiction n'est pas obtenue pour l'éprouvette alpha. Enfin, nous avons amélioré le modèle d'écoulement en prenant en compte le caractère anisotrope des surfaces en contact. On retrouve de meilleurs résultats lorsque cette anisotropie est considérée pour l'ensemble des éprouvettes testées.

Conclusion et perspectives

Les appareils de robinetterie des centrales nucléaires permettent de réguler ou de sectionner les débits d'eau dans les conduites. La fonction de sectionnement de débit permet d'arrêter la circulation du fluide dans le circuit lors d'un accident par exemple. La solution technologique apportée afin de réaliser cette fonction que l'on appelle étanchéité interne à la conduite est une liaison métallique en raison des conditions sévères de température et de pression rencontrées dans ces circuits. La qualité de cette étanchéité est assujettie à l'état de surface des portées en contact. Ces portées présentent des défauts allant de la rugosité aux défauts d'ondulation à l'échelle de la pièce. La caractérisation de la fuite au travers de la liaison métallique à partir des défauts présents sur les surfaces antagonistes en contact demeure très difficile à cause de l'aspect multi-échelle des défauts d'une part et de l'aspect multi-physique d'autre part (mécanique du contact et mécanique des fluides).

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à caractériser de manière précise les fuites induites par des défauts d'ondulation des pièces en contact. Pour ce faire, nous nous sommes appuyés sur une démarche expérimentale couplée à des simulations numériques. L'objectif a été de construire un modèle de prédiction de la fuite de manière quantitative à partir de la donnée initiale de la forme géométrique du défaut. Le tenseur de transmissivité, issu d'une analyse de l'écoulement, permet de caractériser de manière complète la fuite se produisant au travers du contact. Dans le cas d'un écoulement monophasique et incompressible, celui-ci est seulement dépendant du champ des ouvertures. Le cas d'étude proposé dans ce travail est celui du contact annulaire plan sur plan entre un anneau présentant un défaut et une pièce antagoniste dont la surface est considérée comme plane et rigide vis-à-vis de la surface annulaire.

Dans le cadre de la modélisation, nous nous sommes appuyés sur un calcul découplé entre la simulation du contact mécanique et de l'écoulement. Nous avons supposé que l'écoulement ne modifie pas la géométrie interstitielle. Dans cette optique, nous avons utilisé dans un premier temps un calcul de structure permettant de déterminer le champ d'ouverture en fonction de l'effort de contact puis un calcul de mécanique des fluides qui permet de déterminer la transmissivité du contact. Par cette méthodologie, nous avons numériquement obtenu dans un deuxième temps la transmissivité du contact en fonction de l'effort de serrage. Cette modélisation s'appuie sur le code de calcul code_aster en ce qui concerne la partie structure et sur un code développé à partir de la méthode des éléments de frontière pour résoudre les équations de Reynolds régissant l'écoulement au travers du contact.

Par ailleurs, dans le but d'étudier l'influence des défauts d'ondulation sur les propriétés d'étanchéité du contact, un modèle permettant de faire la synthèse de ces derniers à partir d'une base de défauts d'ondulation issus d'une analyse vibratoire a également été réalisée. Ce modèle a pour objectif de reproduire le plus fidèlement possible les défauts d'ondulation mesurés sur les éprouvettes utilisées lors des expériences.

Le volet expérimental de ce travail a consisté essentiellement à apporter des éléments de validation du code de calcul développé pour la simulation. Dans cette optique, une éprouvette d'étanchéité présentant un défaut d'ondulation a été réalisée par un procédé original. Cette éprouvette a ensuite été utilisée sur un banc d'essais permettant de réaliser un asservissement de débit d'eau au travers du contact entre l'éprouvette ondulée et une pièce antagoniste plane et rigide par rapport à l'éprouvette. Cette expérience a permis de produire des courbes de transmissivité en fonction de l'effort de serrage qui ont été comparées aux résultats de simulation.

La comparaison entre les résultats issus de la simulation et les résultats expérimentaux montre une bonne prédiction de la transmissivité à faible effort de serrage mais une surestimation apparaît lorsque l'effort de charge augmente. Afin d'améliorer cette prédiction, plusieurs pistes sont étudiées afin de mieux représenter la réalité des essais.

La première piste d'étude consiste en la prise en compte dans le modèle des autres défauts que l'on peut rencontrer dans l'assemblage constituant l'éprouvette d'étanchéité. Ces autres défauts sont conséquents au procédé d'usinage employé pour usiner une éprouvette portant un défaut d'ondulation contrôlé. De cette nouvelle modélisation enrichie, il résulte que ces défauts ont un impact non-négligeable sur l'estimation de la transmissivité. Cependant, elle laisse subsister une surestimation du taux de fuite.

La seconde piste d'amélioration étudiée concerne la prise en compte des défauts de surface d'échelle inférieure présents sur la surface ondulée réalisée. En effet, lors de la mise au point du défaut d'ondulation, un défaut de nature striée apparaît de manière récurrente. Ce défaut induit une anisotropie de l'état de surface. Le choix a alors été fait de prendre en compte dans la modélisation cette anisotropie de la surface en modifiant la méthode de résolution de l'écoulement par la méthode des éléments de frontière. Cette nouvelle modélisation conduit à une bien meilleure estimation de la transmissivité.

Plusieurs perspectives se dégagent à l'issue de ce travail. Tout d'abord, l'estimation de la fuite d'étanchéité dans le cas d'un contact entre surfaces présentant des défauts d'ondulation reste acceptable. En effet, les écart-relatifs par rapport aux résultats expérimentaux demeurent inférieurs à 50%. On remarquera qu'ils sont bien inférieurs à ceux observés dans le cas d'une surface dont les défauts d'ondulation sont négligeables devant les défauts de rugosité, situation analysée dans la thèse de C. Vallet (Vallet [2008]) et où la transmissivité estimée est parfois supérieure d'un ordre de grandeur à celle mesurée. On peut alors imaginer appliquer le modèle sur des cas de défauts d'ondulation mesurés directement sur la robinetterie de centrales nucléaires par exemple. Nous pouvons, dans le même ordre d'idée, imaginer appliquer

le modèle d'écoulement à d'autres types de portages différents du contact plan sur plan considéré dans ce travail.

L'autre perspective de ce travail consisterait à améliorer le modèle de prédiction de la fuite. Il semble évident, à ce stade de l'étude, que l'aspect multi-échelle des défauts doit être pris en compte dans les modèles afin d'estimer le plus fidèlement possible l'étanchéité du contact. Pour ce faire, il serait intéressant de produire un modèle tenant compte de l'ensemble des échelles dans le calcul de contact et dans le calcul d'écoulement.

Bibliographie

Abbas, M, 2014. Eléments de contact dérivés d'une formulation hybride continue. Rapport technique, EDF R&D.

Abid, M et Nash, D.H, 2004. A parametric study of metal-to-metal contact flanges with optimised geometry for safe stress and no-leak conditions. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 81(1) :67 – 74.

Arghavani, J., Derenne, M. et Marchand, L., 2003. Effect of surface characteristics on compressive stress and leakage rate in gasketed flanged joints. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 21(10) :713–732.

Beaurin, G, 2012. *Simulation et étude expérimentale des contraintes résiduelles dans les dépôts durs NOREM des matériels de robinetterie.* Thèse de doctorat, INSA de Lyon.

Beck, J et Arnold, K, 1977. *Parameter Estimation in Engineering and Science.* New York.

Brebbia, C.A. et Chang, O.V., 1979. Boundary elements applied to seepage problems in zoned anisotropic soils. *Advances in Engineering Software (1978)*, 1(3) :95 – 105.

Bush, A.W., Gibson, R.D. et Thomas, T.R., 1975. The elastic contact of a rough surface. *Wear*, 35(1) :87 – 111.

Durand, J, 2012. *Approche multi-échelles des problèmes de contact et d'étanchéité.* Thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure des mines de Paris.

EDF, 1989. Code aster, structures and thermomechanics analysis for studies and research. *http ://www.code-aster.org.*

EDF, 2014. Eléments de contact dérivés d'une formulaion hybride continue. *http ://www.code-aster.org.*

Greenwood, J. A. et Williamson, J. B. P., 1966. Contact of nominally flat surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 295(1442) :300–319.

Hertz, H, 1882. Über die berührung fester elastischer körper. *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 92 :156–171.

HOANG, M, 2014. Étanchéité de portages métalliques plans : approches numérique et expérimentale. Rapport de post-doctorat.

HUYAKORN, P.S. et PINDER, G.F., 1983. *Computational methods in subsurface flow*. Monograph Series. Academic Press.

JOHNSON, K. L., 1985. *Contact Mechanics :*. Cambridge University Press, Cambridge. ISBN 9781139171731.

JOHNSON, K.L., GREENWOOD, J.A. et HIGGINSON, J.G., 1985. The contact of elastic regular wavy surfaces. *International Journal of Mechanical Sciences*, 27(6) :383 – 396.

KALKER, J, 1978. Numerical contact elastostatics. Dans *Variational Methods in the Mechanics of Solids : Proceedings of the IUTAM Symposium on Variational Methods in the Mechanics of Solids*, page 242. Elsevier.

KONZUK, J.S. et KUEPER, B.H., 2004. Evaluation of cubic law based models describing single-phase flow through a rough-walled fracture. *Water Resources Research*, 40 :W02402.

KRITHIVASAN, V et JACKSON, R.L., 2007. An analysis of three-dimensional elastoplastic sinusoidal contact. *Tribology Letters*, 27(1) :31–43.

LASSEUX, D, 1990. *Caractérisations expérimentale, analytique et numérique d'un film dynamique lors du drainage d' un capillaire*. Thèse de doctorat. Université Bordeaux 1 1990.

LASSEUX, D. et MARIE, C., 2008. Apparatus for measuring the amount of leakage of a sealed arrangement.

LEDOUX, Y., LASSEUX, D., FAVRELIERE, H., SAMPER, S. et GRANDJEAN, J., 2011. On the dependence of static flat seal efficiency to surface defects. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 88(11–12) :518 – 529.

LEE, N K. S., YU, G, JONEJA, A et CEGLAREK, D, 2006. The modeling and analysis of a butting assembly in the presence of workpiece surface roughness and part dimensional error. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 31(5) :528–538.

LEGOIC, G, 2012. *Qualité géométrique et aspect des surfaces : approches locales et globales*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble.

LIGGETT, J. A., 1984. The boundary integral equation method for porous media flow. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 65(9) :76–76.

MARIE, C, 2002. *Fuite monophasique au travers d'un contact rugueux : contribution à l'étude de l'étanchéité statique*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1.

Mathieu, J, Rit, J, Ferrari, J et Hersant, D, 2010. Residual deformation of a hard-coated valve seat subjected to thermal shocks. Dans *ASME 2010 Pressure Vessels and Piping Division/K-PVP Conference*, pages 211–217. American Society of Mechanical Engineers.

Mayeur, C., Sainsot, P. et Flamand, L., 1995. A numerical elastoplastic model for rough contact. *ASME*, 117 :422–429.

Minsky, M., 1961. Microscopy apparatus. US Patent 3,013,467.

Méheust, Y, 2002. *Ecoulements dans les Fractures Ouvertes*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud.

Nitta, I, Matsuzaki, Y, Tsukiyama, Y, Horita, M et Sakamoto, S, 2013. Thorough observation of real contact area of copper gasket using a laser microscope with a wide field of view. *ASME*, 135 :041103–1.

Rafiezadeh, K. et Ataie-Ashtiani, B., 2012. Three dimensional flow in anisotropic zoned porous media using boundary element method. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 36(5) :812 – 824.

Rafiezadeh, K. et Ataie-Ashtiani, B., 2013. Seepage analysis in multi-domain general anisotropic media by three-dimensional boundary elements. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 37(3) :527 – 541.

Raposo, S, 2013. Définition et réalisation d'une éprouvette à défaut de forme maitrisé. Rapport de stage.

Rungamornrat, J, 2009. Modeling of flow in three-dimensional, multizone, anisotropic porous media with weakly singular integral equation method. *Journal of Engineering Mechanics*, 135(8) :828–838.

Rungamornrat, J et Wheeler, M.F., 2006. Weakly singular integral equations for darcy's flow in anisotropic porous media. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 30(4) :237 – 246.

Samper, S et Formosa, F, 2007. Form defects tolerancing by natural modes analysis. *Journal of computing and information science in engineering*, 7(1) :44–51.

Sellenet, N, 2010. Contact de hertz entre deux demi-sphères. Rapport technique, EDF R&D.

Shannon, C, 1949. Communication in the presence of noise.

Stanley, HM et Kato, T, 1997. An fft-based method for rough surface contact. *Journal of tribology*, 119(3) :481–485.

Vallet, C., 2008. *Fuite liquide au travers d'un contact rugueux : application à l'étanchéité interne d'appareils de robinetterie*. Thèse de doctorat, Arts et Métiers ParisTech.

Vallet, C., Lasseux, D., Sainsot, P. et Zahouani, H., 2009a. Real versus synthesized fractal surfaces : Contact mechanics and transport properties. *Tribology International*, 42(2) :250 – 259.

Vallet, C., Lasseux, D., Zahouani, H. et Sainsot, P., 2009b. Sampling effect on contact and transport properties between fractal surfaces. *Tribology International*, 42(8) :1132 – 1145.

Westergaard, HM, 1997. Bearing pressures and cracks. *SPIE MILESTONE SERIES MS*, 137 :18–22.

Whitaker, S., 1998. *The Method of Volume Averaging*. Theory and Applications of Transport in Porous Media. Springer Netherlands. ISBN 9780792354864.

Yastrebov, V.A., Anciaux, G et Molinari, J, 2014. The contact of elastic regular wavy surfaces revisited. *Tribology Letters*, 56 :171–183.

Zhang, Y.M., Liu, Z.Y., Chen, J.T. et Gu, Y., 2011. A novel boundary element approach for solving the anisotropic potential problems. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 35(11) :1181 – 1189.

Zimmerman, R. et Bodvarsson, G., 1996. Hydraulic conductivity of rock fractures. *Transport in Porous Media*, 23(1) :1–30.

Annexe A

Plan de l'ébauche d'éprouvette

Cette annexe présente le plan de l'ébauche d'éprouvette d'étanchéité utilisée dans le procédé d'usinage d'une éprouvette présentant un défaut ondulé contrôlé. Toutes les ébauches sont déterminées par les dimensions de ce plan.

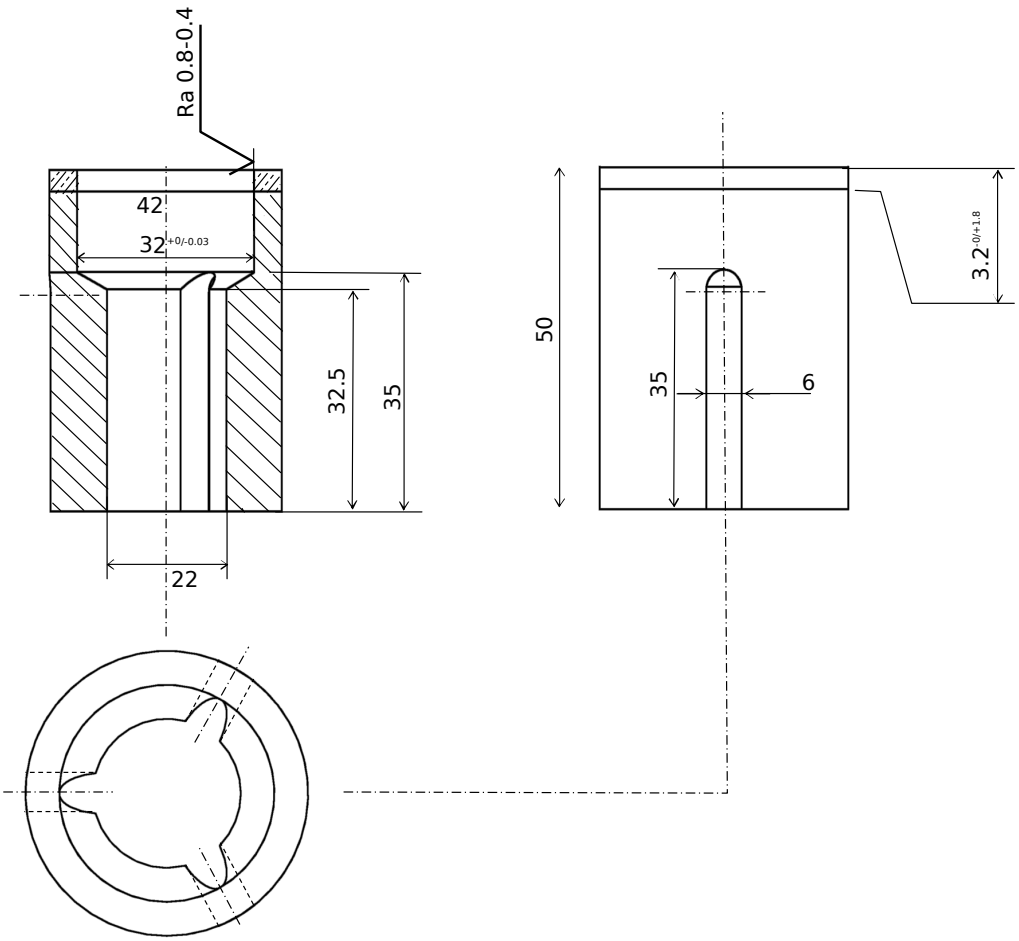


FIGURE A.1 – Plan de l'ébauche d'éprouvette

Annexe B

Plan et photographies du banc DIMITRI

Cette annexe propose un plan technique du banc DIMITRI sur la figure B.1 et des photographies de l'installation (figures B.2 et B.3).

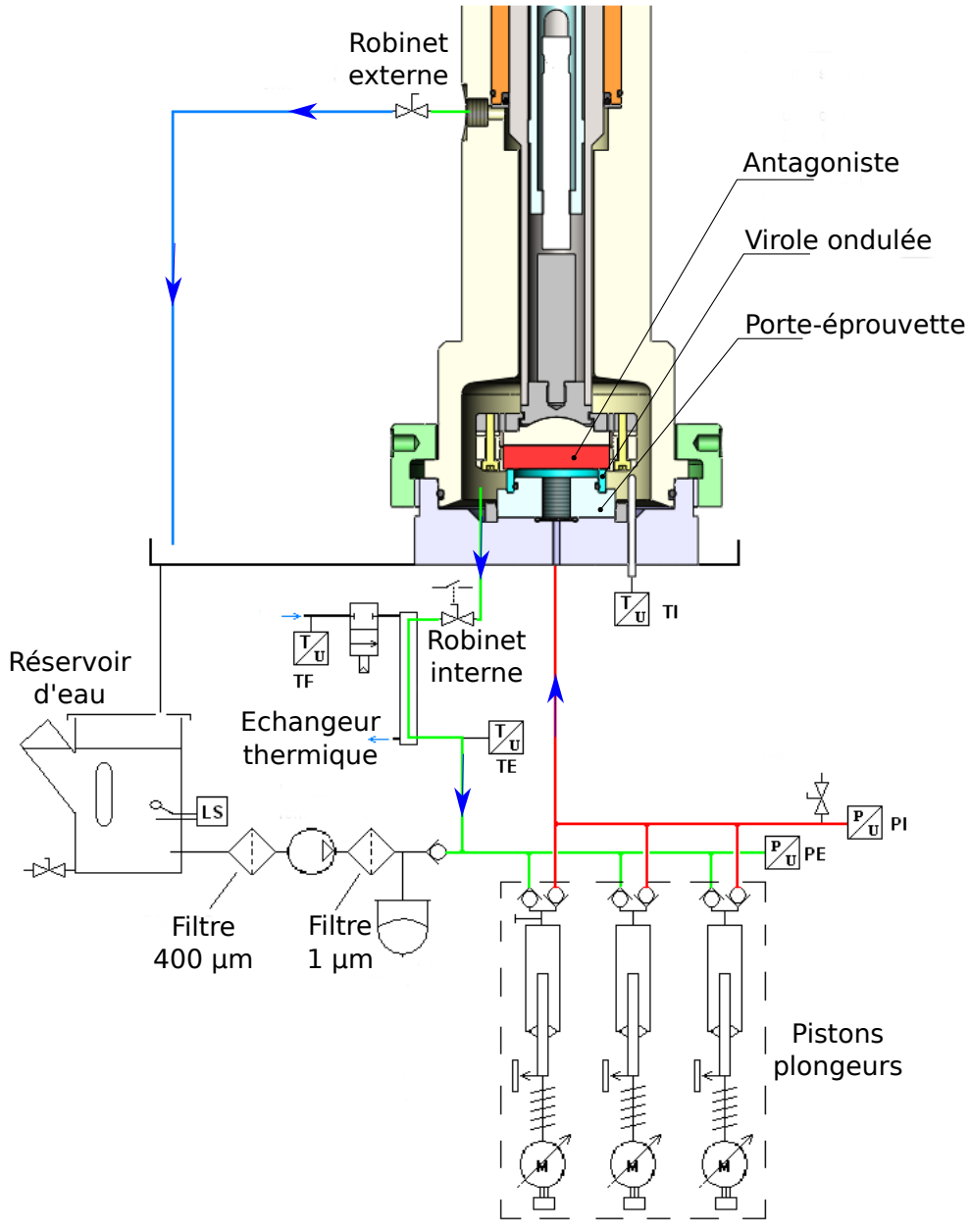


FIGURE B.1 – Schéma complet de fonctionnement du banc d'essais DIMITRI

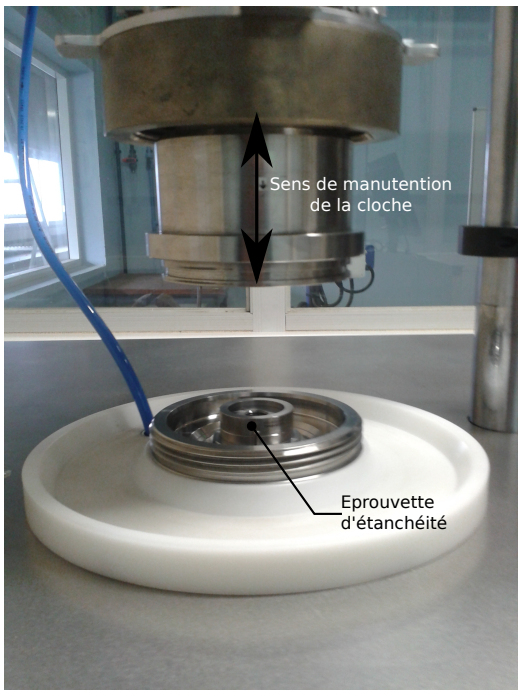


FIGURE B.2 – Cloche de fermeture

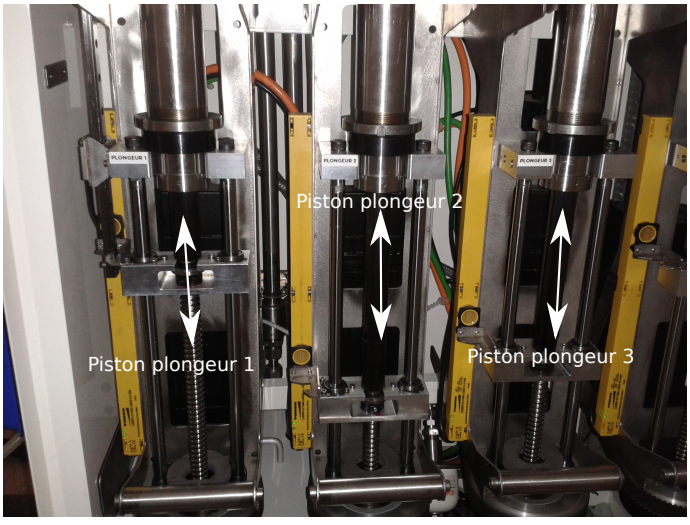


FIGURE B.3 – Pistons plongeurs

Annexe C

Interpolation bilinéaire

L'interpolation bilinéaire permet d'interpoler en un point quelconque d'une surface une fonction définie sur une grille régulière. Cette méthode s'apparente à une double interpolation linéaire. Le principe consiste à déterminer une fonction d'interpolation définie sur un rectangle R dans lequel la fonction à interpoler est connue en chaque sommet.

$$f(x, y) = ax + by + cxy + d \tag{C.1}$$

$$f(x_1, y_1) = ax_1 + by_1 + cx_1y_1 + d \tag{C.2}$$
$$f(x_2, y_1) = ax_2 + by_1 + cx_2y_1 + d \tag{C.3}$$
$$f(x_1, y_2) = ax_1 + by_2 + cx_1y_2 + d \tag{C.4}$$
$$f(x_2, y_2) = ax_2 + by_2 + cx_2y_2 + d \tag{C.5}$$

L'inversion de ce système donne a, b, c et d :

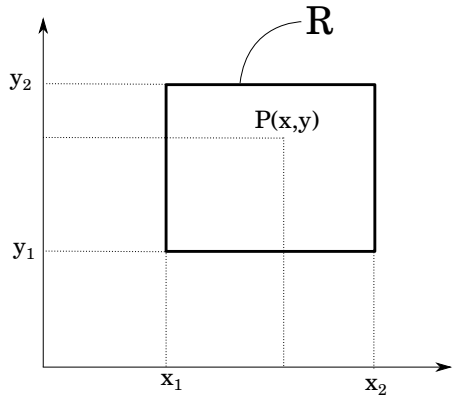


FIGURE C.1 – Configuration

Annexe D

Calcul des intégrales H_{ij} et G_{ij}

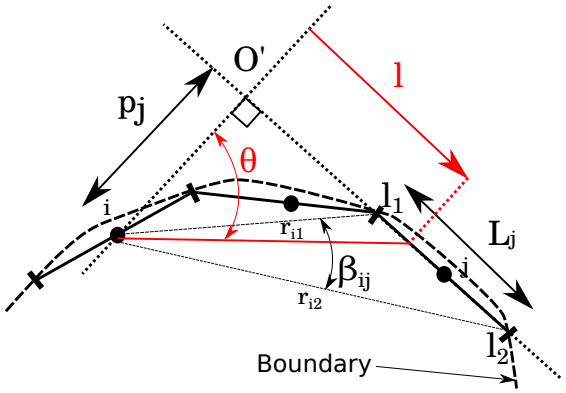


FIGURE D.1 – Boundary elements and parametrization for the calculation of integrals G_{ij} and H_{ij}

In this section, we report the analytical expressions of coefficients G_{ij} and H_{ij} defined by equations (3.24) and (3.25) for constant boundary elements in two dimensions. The expressions of the integrals to calculate are :

$$G_{ij} = \int_{\gamma_j} \frac{\partial \psi}{\partial n} dS \quad i = 1, M, \quad j = 1, M \tag{D.1}$$

$$H_{ij} = -\int_{\gamma_j} \psi \partial n dS \quad i = 1, M, \quad j = 1, M \tag{D.2}$$

Where :

$$\psi = \frac{\ln(r)}{2\pi} \tag{D.3}$$

r is the distance between the source point P at node i and a field point Q on element γ_j. The set of parameters used in the following expressions are defined in figure D.1 on which constant boundary elements are used to approximate a portion of boundary of the domain. Furthermore, we consider that the source points are placed at the middle of the boundary elements. After integration we find (see **??**) :

$$G_{ij} = \arctan\left(\frac{l_2}{p_j}\right) - \arctan\left(\frac{l_1}{p_j}\right) = \beta_{ij} \tag{D.4}$$

$$G_{ii} = -\pi \tag{D.5}$$

$$H_{ij} = -l_2 \ln(r_{i2}) + l_1 \ln(r_{i1}) + L_j - p_j G_{ij} \tag{D.6}$$

$$H_{ii} = -L_i \left[ln\left(\frac{2}{L_i}\right) + 1 \right] \tag{D.7}$$

Annexe E

Influence de la hauteur de virole sur la transmissivité

L'objet de cette annexe est d'analyser l'influence de la hauteur de virole sur la courbe de transmissivité. Le but est de montrer que cette dernière n'a pas une influence significative dans la gamme de serrage considérée et que le défaut d'ondulation seul est déterminant sur la transmissivité. Pour ce faire, plusieurs simulations ont été réalisées en considérant plusieurs hauteur de virole (figure E.1) avec un défaut d'ondulation de la face supérieure identique dans tous les cas (figure E.2). En définitive, ces simulations visent à tester l'influence du massif sur la transmissivité. En effet, la nature de l'ondulation nécessite la prise en compte de l'ensemble de la géométrie, et il est important de tester comment la propriété d'étanchéité dépend des caractéristiques de l'assemblage. Le choix de la hauteur de virole paraît être le paramètre le plus pertinent pour mener cette étude.

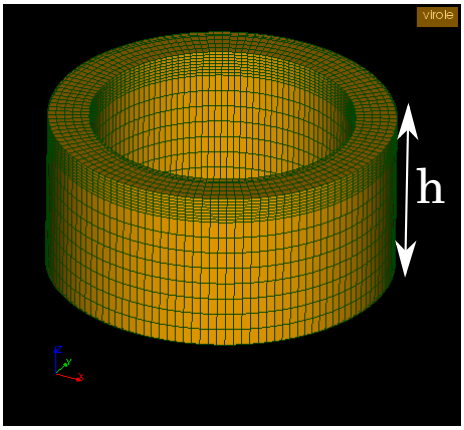


FIGURE E.1 – Géométrie de la virole et hauteur

La figure E.3 présente les résultats de transmissivité simulées pour les hauteurs de virole de $h = 10mm$, $h = 15mm$, $h = 20mm$ et $h = 25mm$. On constate que la valeur de la transmissivité est peu influencée par cette hauteur.

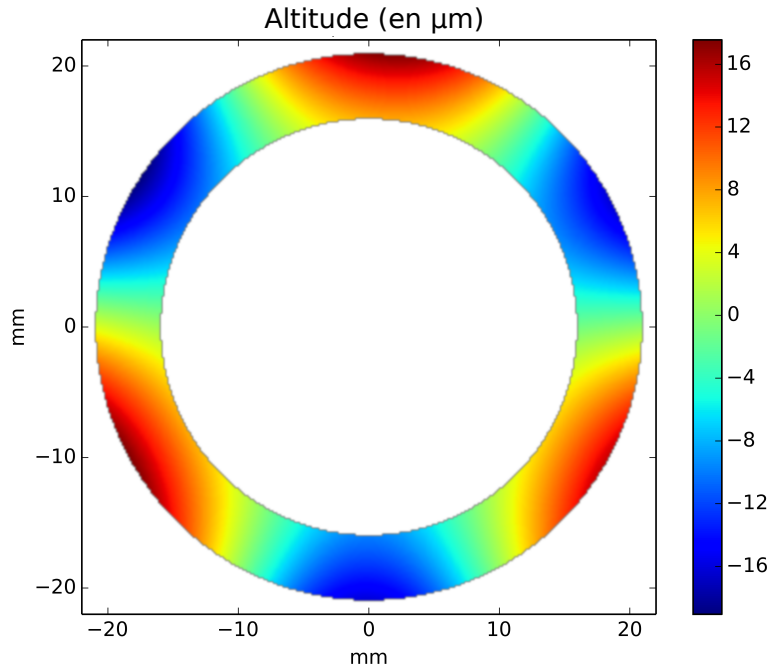


FIGURE E.2 – Défaut d'ondulation de la face supérieure de la virole alpha

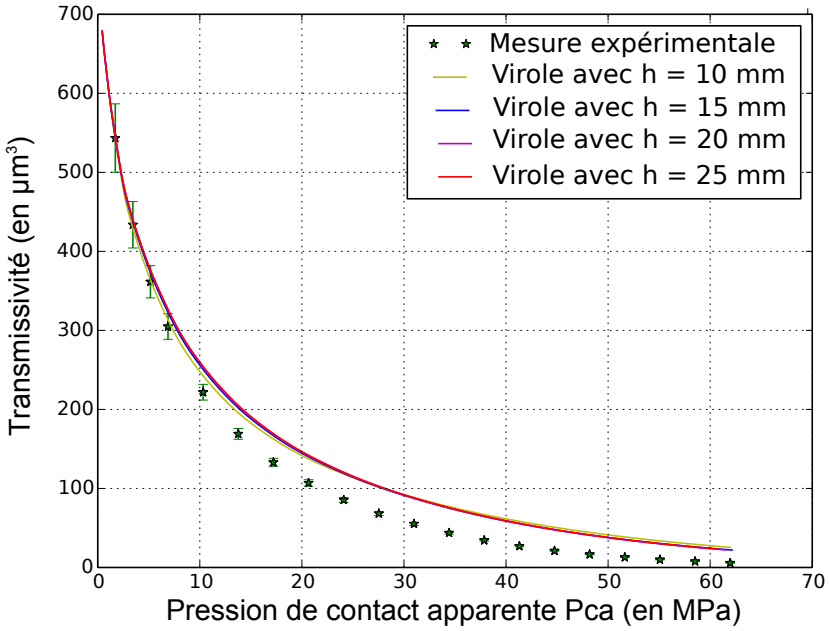


FIGURE E.3 – Courbes de transmissivité simulées sur différentes hauteurs de virole

Cette étude pourrait également être menée sur les dimensions du porte-éprouvette. Enfin, comme ceci est montré dans le chapitre 4, la prise en compte d'un défaut sur la face inférieure de la virole a une influence sur l'estimation de la transmissivité.

Annexe F

Relation entre les dérivées normales

Cette annexe est basée sur les travaux de Ra Nous reprenons la définition permettant de passer du repère propre des deux régions frontalières $\alpha = i, j$ vers le repère dilaté dont la base est donnée par $(\mathbf{u}_\mathbf{x}^{*\alpha}, \mathbf{u}_\mathbf{y}^{*\alpha})$:

La transformation :

$$\mathbf{u}_\mathbf{x}^{*\alpha} = \left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \mathbf{u}_\mathbf{x}^\alpha \quad \alpha = i, j \tag{F.1}$$

$$\mathbf{u}_\mathbf{y}^{*\alpha} = \mathbf{u}_\mathbf{y}^\alpha \quad \alpha = i, j \tag{F.2}$$

La règle de calcul de dérivation composées nous permet d'écrire :

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial x^\alpha} = \left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial p_\alpha}{\partial x^{*\alpha}} \tag{F.3}$$

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial y^\alpha} = \frac{\partial p_\alpha}{\partial y^{*\alpha}} \tag{F.4}$$

En considérant les vecteurs unitaires normaux et tangentiels à la frontière dans le domaine dilaté $\mathbf{n}^{*\alpha} = (n_x^{*\alpha}, n_y^{*\alpha})$ et $\mathbf{t}^{*\alpha} = (t_x^{*\alpha}, t_y^{*\alpha})$, nous pouvons écrire cette nouvelle relation (changement de base du gradient) :

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial x^{*\alpha}} = \frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^{*\alpha}} n_x^{*\alpha} + \frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{t}^{*\alpha}} t_x^{*\alpha} \tag{F.5}$$

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial y^{*\alpha}} = \frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^{*\alpha}} n_y^{*\alpha} + \frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{t}^{*\alpha}} t_y^{*\alpha} \tag{F.6}$$

En considérant le vecteur normal exprimé dans la base propre des régions $\alpha = i, j$: $\mathbf{n}^\alpha = (n_x^\alpha, n_y^\alpha)$ nous écrivons la dérivée normale de la pression :

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^\alpha} = \frac{\partial p_\alpha}{\partial x^\alpha} n_x^\alpha + \frac{\partial p_\alpha}{\partial y^\alpha} n_y^\alpha \tag{F.7}$$

En substituant (F.3) et (F.4) dans (F.7) on obtient :

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^\alpha} = \left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial p_\alpha}{\partial x^{*\alpha}} n_x^\alpha + \frac{\partial p_\alpha}{\partial y^{*\alpha}} n_y^\alpha \tag{F.8}$$

L'utilisation des expressions des dérivées (F.5) et (F.6) nous permet d'écrire :

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^\alpha} = \frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^{*\alpha}} \left(\left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} n_x^{*\alpha} n_x^\alpha + n_y^{*\alpha} n_y^\alpha \right) + \frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{t}^{*\alpha}} \left(\left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} t_x^{*\alpha} n_x^\alpha + t_y^{*\alpha} n_y^\alpha \right) \tag{F.9}$$

Nous pouvons établir la relation entre les vecteurs normaux et tangentiels dans l'ancienne base propre et dans la nouvelle base dilatée :

$$\frac{t_x^\alpha}{t_y^\alpha} = \left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{t_x^{*\alpha}}{t_y^{*\alpha}} \tag{F.10}$$

$$\frac{n_y^\alpha}{n_x^\alpha} = \left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{n_y^{*\alpha}}{n_x^{*\alpha}} \tag{F.11}$$

En utilisant (F.10) et (F.11) on peut écrire en utilisant la condition d'orthogonalité entre les vecteurs $\mathbf{n}^\alpha$ et $\mathbf{t}^\alpha$:

$$\left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} t_x^{*\alpha} n_x^\alpha + t_y^{*\alpha} n_y^\alpha = \frac{t_y^{*\alpha}}{t_y^\alpha} \left(t_x^\alpha n_x^\alpha + t_y^\alpha n_y^\alpha \right) = \frac{t_y^{*\alpha}}{t_y^\alpha} \mathbf{n}^\alpha \cdot \mathbf{t}^\alpha = 0 \tag{F.12}$$

De plus, il est aussi possible d'écrire en utilisant les conditions de normalité du vecteur $\mathbf{n}^{*\alpha}$ et la relation (F.11) :

$$\left(\frac{k_y^\alpha}{k_x^\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} n_x^{*\alpha} n_x^\alpha + n_y^{*\alpha} n_y^\alpha = \frac{n_y^\alpha}{n_y^{*\alpha}} \tag{F.13}$$

En utilisant la propriété de normalité des vecteurs $\mathbf{n}^\alpha$ et $\mathbf{n}^{*\alpha}$ nous pouvons écrire :

$$n_y^\alpha = \left(1 + \left(\frac{n_x^\alpha}{n_y^\alpha}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{F.14}$$

$$n_y^{*\alpha} = \left(1 + \left(\frac{n_x^{*\alpha}}{n_y^{*\alpha}}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{F.15}$$

En injectant (F.15), (F.14), (F.13) dans (F.9), on peut donc écrire :

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^\alpha} = \left(\frac{k_x^\alpha}{k_y^\alpha} n_x^{*\alpha 2} + n_y^{*\alpha 2}\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial p_\alpha}{\partial \mathbf{n}^{*\alpha}} \tag{F.16}$$

Cette relation linéaire fait le lien entre les dérivées normales dans le domaine dilaté et l'ancien domaine. Elle permet de mettre en place un schéma numérique basé sur les éléments de frontière en résolvant l'équation de Laplace dans le système de coordonnées dilatées.