



HAL
open science

Analyse de la sécurité et de la protection anti-bélier des conduites coudées d'adduction d'eau potable en polyéthylène haute densité

Manel Dallali

► To cite this version:

Manel Dallali. Analyse de la sécurité et de la protection anti-bélier des conduites coudées d'adduction d'eau potable en polyéthylène haute densité. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université de Lorraine; École nationale d'ingénieurs de Sfax (Tunisie), 2017. Français. NNT : 2017LORR0115 . tel-01761388

HAL Id: tel-01761388

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01761388>

Submitted on 7 Jul 2021

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

THESE

En vue de l'obtention du grade de docteur délivré par

**L'Université de Lorraine
Et
L'École Nationale d'Ingénieurs de Sfax**

Spécialité doctorale "Mécanique et Énergétique"

présenté et soutenu publiquement par

Manel DALLALI

Analyse de la sécurité et de la protection anti-bélier des conduites coudées d'adduction d'eau potable en polyéthylène haute densité

Soutenu le 06 juillet 2017, devant le jury composé de :

M. Stéphane PANIER , Professeur des universités (Université de Picardie Jules Verne)	Examineur
M. Said HARIRI , Professeur (Ecole des mines de Douai)	Rapporteur
M. Yemen MAALEJ , Professeur (ENIT)	Rapporteur
Mme. Renata TROIAN , Maître de conférences (INSA Rouen)	Examineur
M Sami AOUD , Maître de conférences (ENIS)	Examineur
M. Christian SCHMITT , Maître de conférences (Université de Lorraine)	Co-directeur
M. Ezzedine HADJ TAIEB , Professeur (ENIS)	Directeur de Thèse
M. Zitouni AZARI , Professeur des universités (Université de Lorraine)	Directeur de Thèse

Résumé

Le stress hydrique menacera plus que 40% de la population mondiale en 2050. Plus de 240 millions de personnes seront dépourvues d'accès à une source d'eau améliorée. En effet, pour assurer une gestion durable de cette ressource, la minimisation des ruptures dans les réseaux d'adduction d'eau potable est primordiale. La rupture des canalisations, phénomène assez fréquent en milieu urbain, s'amorce sur un défaut et sous l'effet des contraintes engendrées par un chargement inhabituel : coup de bélier, un phénomène de surpression. Depuis les années 80, le polyéthylène prend une part de plus en plus importante dans la fabrication des canalisations d'eau potable. Les jonctions sont les zones les plus dangereuses dans les réseaux. D'où l'importance d'étudier la résistance à la rupture des conduites coudées en PEHD.

Pour résoudre ce problème, une étude est abordée par une approche expérimentale et une approche numérique par éléments finis pour caractériser le comportement à la fissuration des conduites coudées en PE100. Deux méthodologies sont proposées pour déterminer la ténacité du PEHD : la méthode de l'intégrale J et la méthode du déplacement d'ouverture en pointe de fissure "CTOD". La combinaison de ces outils permet de choisir la valeur critique de l'intégrale J comme valeur de la ténacité du PEHD. Ensuite, nous proposons une formule simplifiée basée sur la détermination de l'intégrale J en fonction de la pression dans les réseaux d'adduction d'eau potable en présence d'un défaut superficiel

Enfin, nous étudions le phénomène de coup de bélier pour déterminer la surpression avec un modèle mathématique développé dans cette thèse. Nous démontrons l'importance de l'interaction fluide-structure pour définir la pression au niveau des coudes.

Mots clés : eau potable, conduites coudées, polyéthylène haute densité, rupture, intégrale J, CTOD.

Abstract

Water scarcity will be threatening more than 40% of the world population by 2050, more than 240 million people will not have a source of improved water. In fact, to ensure a sustainable management of this resource, the minimization of the leakages in drinking-water supply network is vital. Pipe rupture, a frequent phenomenon in urban zones, starts with a defect, under the effect of constraints caused by an unusual over pressure: Water Hammer. Since the 80s, polyethylene is being widely considered in manufacturing the pipelines water supply networks. Nevertheless, junctions are the most dangerous zones in the networks. As a result, it is vital to study the tear resistance of the angled conducts in PEHD.

To solve this problem, a study is approached with an experimental investigation and a digital approach by fine elements in order to characterize the behavior in the fissuring of pipe bends PE100. Two methodologies are proposed to determine the tenacity of the PEHD: the method of the J-integral and the method of the sharp's movement opening of crack "CTOD ". The combination of these tools permits to choose the critical value of the integral J as a value of the tenacity of the HDPE. In addition, a simplified formula was proposed based on the calculation of the J-integral as a function of the pressure in water supply networks in the presence of a superficial defect.

Finally, the water hammer phenomenon was investigated in order to determine the overpressure with a mathematical model which was developed in this thesis. The fluid-structure interaction was found to be important in defining the pressure at elbow pipe.

Keywords : drinking water, elbow pipe, high-density polyethylene, rupture, J-integral, CTOD.

Table des matières

Introduction générale	11
Chapitre I : Etude Bibliographique	15
1 Introduction.....	16
2 Réseau d'eau potable.....	16
3 Polyéthylène haute densité.....	18
4 Microstructure et morphologie du PEHD.....	18
5 Micromécanisme de déformation et d'endommagement du PEHD.....	19
5.1 Phase amorphe	20
5.2 Phase cristalline.....	21
5.3 Phase sphérolite.....	23
5.4 Micromécanisme d'endommagement	25
6 Endommagement dans les réseaux d'eau potable.....	27
7 Mécanique de la rupture	28
8 Mécanique linéaire de la rupture.....	30
9 Mécanique non linéaire de la rupture.....	31
9.1 Intégrale J.....	31
9.1.1 Définition de l'intégrale J.....	32
9.1.2 Détermination expérimentale de l'intégrale J.....	34
9.1.3 Approche de détermination de l'intégrale J critique.....	36
9.1.4 Méthodes de mesure de l'émoussement et de la croissance de fissure	37
9.2 Déplacement en fond de fissure CTOD.....	39
9.2.1 Définition du déplacement en fond de fissure	40
9.2.2 Définition d'un critère à partir de la profondeur d'émoussement (SZW)	41
10 Interaction fluide-structure IFS	42
11 Effet de l'interaction fluide-structure sur la surpression due au coup de bélier	43
12 Conclusion.....	44
Chapitre II : Etude expérimentale	46
1 Introduction.....	47
2 Loi de comportement.....	47
2.1 Préparation des éprouvettes	48

2.2	Protocole expérimental.....	49
2.3	Résultats et discussion.....	50
3	Résistance à la fissuration du PEHD.....	52
3.1	Objectif.....	52
3.2	Préparation des éprouvettes.....	53
3.3	Protocole d'essais de l'intégrale-J.....	54
3.3.1	L'intégrale-J.....	55
3.3.2	L'avancée de fissure Δa	58
3.4	Courbe J-R et ténacité.....	61
3.4.1	Première approche.....	63
3.4.2	Deuxième approche.....	64
3.4.3	Discussion.....	65
3.5	Protocole d'essais d'ouverture en pointe d'une fissure ou CTOD.....	66
3.6	Résultats.....	67
3.7	Discussions.....	70
4	Essais d'éclatement.....	71
4.1	Objectif.....	71
4.2	Préparation des conduites coudées pour les essais d'éclatement.....	71
4.3	Réalisation des essais d'éclatement.....	75
4.4	Essais préliminaires.....	76
4.5	Résultats et discussions.....	77
4.5.1	Effet de la position de l'entaille.....	77
4.5.2	Effet de la profondeur d'entaille.....	79
5	Conclusions.....	80
	Chapitre III : Etude numérique.....	81
1	Introduction.....	82
2	Essais d'éclatement.....	82
2.1	Modélisation.....	82
2.2	Matériau.....	83
2.3	Maillage.....	83
2.4	Conditions aux limites et chargement.....	84
3	Concentration de contraintes.....	86
3.1	Modèle initial.....	86

3.2	Modèle modifié	86
4	Résistance à la fissuration des coudes en PEHD	87
5	Modélisation d'une éprouvette CT	91
5.1	Modélisation	91
5.2	Maillage	92
5.3	Conditions aux limites et chargement	92
5.4	Résultats et discussions	93
6	Modèle simplifié de l'intégrale J	95
6.1	Contraintes dans les coudes	96
6.2	Intégrale J	99
6.3	Ajustement du modèle à l'aide de simulations par éléments finis	100
7	Conclusion	105
Chapitre IV : Formulations mathématiques des écoulements transitoires dans les conduites		108
1	Introduction	109
2	Modèle numérique sans interaction fluide structure	109
2.1	Introduction	109
2.2	Hypothèse	109
2.3	Equation de mouvement	110
2.4	Equation de continuité	110
2.5	Résolution par la méthode des caractéristiques	112
2.6	Conditions aux limites	115
3	Equation de couplage fluide-structure	116
3.1	Introduction	116
3.2	Hypothèses	117
3.3	Le fluide	117
3.4	La conduite	118
3.5	Couplage fluide-structure	119
4	Résolution par la méthode des caractéristiques	121
4.1	Les directions caractéristiques	121
4.2	Les équations de compatibilités	122
4.3	Interpolation dans l'espace	124
4.3.1	Extrémité amont	124
4.3.2	Extrémité aval	125

4.4	Interpolation sur l'espace et sur le temps	125
4.4.1	Extrémité amont	126
4.4.2	Extrémité aval	127
5	Conclusion	127
	Chapitre V : Effet de l'interaction fluide-structure sur l'écoulement transitoire	128
1	Introduction.....	129
2	Choix du modèle	129
3	Etude d'un écoulement transitoire en conduite (PE100).....	130
4	Effet de l'interaction fluide-structure sur la pression dans les conduites coudées.....	134
4.1	Nœuds au coude	134
4.2	Fermeture instantanée d'une vanne	135
4.3	Validation avec l'expérience de Wiggert	136
4.4	Etude d'un écoulement transitoire en conduite PEHD.....	142
5	Analyse de la sécurité du réseau en PEHD.....	144
5.1	Pression au niveau du coude.....	144
5.2	Analyse de la sécurité du réseau	145
6	Conclusion	146
	Conclusion générale.....	148
	Bibliographie	152

Liste des figures

Figure 1 : Population vivant dans des bassins hydrographiques soumis à un stress hydrique : projections en 2050.....	11
Figure I.1 : Alimentation en eau potable.....	16
Figure I.2 : Sphérolite du PEHD.....	18
Figure I.3 : a) Maille élémentaire du PE, b) configuration du PE (Haudin, 1995).....	19
Figure I.4 : Mécanismes de déformation de la phase amorphe dans les polymères semi-cristallins : (a) état non déformé ; (b) glissement inter-lamellaire ; (c) séparation inter-lamellaire ; (d) cas de lamelles cristallines torsadées : séparation lamellaire en A et glissement inter-lamellaire en B (Haudin, 1995).....	21
Figure I.5 : Modèle de Peterlin : modèle général de déformation pour les polymères semicristallin : (a) état non déformé ; (b) extension des molécules de liaison et basculement des chaînes à l'intérieur des lamelles ; (c) fragmentation des lamelles ; (d) alignement selon la direction d'étirage (Peterlin, 1971)	22
Figure I.6 : Glissement parallèle et perpendiculaire aux chaînes macromoléculaires (DAHOUN, 1992).....	22
Figure I.7 : Déformation des régions (a) équatoriales, (b) et (d) diagonales et (c) polaires des sphérolites (Aboulfaraj, 1995)..	24
Figure I.8 : Micromécanismes de création de microcavités dans un polymère semi-cristallin	26
Figure I.9 : Schéma de formation des craquelures dans le polyéthylène, et observation des défauts microstructuraux par MEB dans le PEHD (G'ssell, 2003) (Addiego F.A., 2006)	27
Figure I.10 : Modes de fissuration	29
Figure I.11 : Fissure dans une plaque infinie soumise à une contrainte de traction	31
Figure I.12 : Définition des grandeurs introduites dans l'intégrale J.....	32
Figure I.13 : Interprétation géométrique de l'intégrale J (Lecorre, 2006).....	33
Figure I.14 : Détermination expérimental de la courbe $J=f(d)$ selon la méthode BEGLEY et LANDES (Begley, 1972).....	34
Figure I.15 : Energie d'indentation	36
Figure I.16 : Energie totale	36
Figure I.17 : Schématisation du processus de propagation de fissure ductile (Pluvinage, 1989)	37
Figure I.18 : Principe de la méthode du chargement interrompu	38
Figure I.19 : Mesures de la profondeur de la fissure.....	38
Figure I.20 : Amorçage de la fissure (Kolednik & Sttiwe, 1985).....	40
Figure I.21 : Définition de CTOD.....	40
Figure I.22 : Autre définition du CTOD.....	41
Figure I.23 : Diagramme des forces provoquant une interaction fluide-structure (Lavooij, 1991).....	42
Figure I.24 : Variation de pression suite à un coup de bélier	44
Figure I.25 : Variation de pression au milieu de la conduite.....	44
Figure II.1 : Géométrie de l'éprouvette	47
Figure II.2 : Prélèvement des éprouvettes à partir du coude	48
Figure II.3 : Machine de traction "Zwick Z 250"	49

Figure II.4 : Machine jet d'eau.....	49
Figure II.5 : Direction du prélèvement des éprouvettes.....	49
Figure II.6 : Extensomètre.....	50
Figure II.7 : Courbe de traction pour différentes vitesses de déformations sur des éprouvettes moulées.....	51
Figure II.8 : Courbes de traction pour différents angles.....	52
Figure II.9 : Éprouvette CT (Compact Tension).....	54
Figure II.10 : Machine de traction/compression Instron.....	55
Figure II.11 : Courbe force/déplacement pour des éprouvettes 45°.....	56
Figure II.12 : Courbes force/déplacement pour des éprouvettes 90°.....	56
Figure II.13 : Courbes Force/Déplacement pour des éprouvettes 0°.....	57
Figure II.14 : Courbes charge-déplacement obtenu suite à l'essai de traction sur une éprouvette CT non entaillée.....	57
Figure II.15 : Courbes Force-déplacement pour un déplacement imposé de 6 mm.....	58
Figure II.16 : Direction des micro-fibrilles correspondant à la direction de sollicitation.....	58
Figure II.17 : Faciès microscopique de rupture d'une éprouvette CT.....	59
Figure II.18 : Courbe J-R et J suivant la norme D 6068 pour des éprouvettes de 0°.....	63
Figure II.19 : Courbe J-R et J suivant la norme D 6068 pour des éprouvettes de 90°.....	63
Figure II.20 : Courbe J-R et J suivant la norme D 6068 pour des éprouvettes de 45°.....	64
Figure II.21 : Courbe J-R et J suivant la norme E 183 pour des éprouvettes de 0°.....	65
Figure II.22 : Courbe J-R et J suivant la norme E 183 pour des éprouvettes de 90°.....	65
Figure II.23 : Courbe J-R et J suivant la norme E 183 pour des éprouvettes de 45°.....	66
Figure II.24 : Dispositif d'enregistrement d'essai de ténacité.....	67
Figure II.25 : Définition du CTOD et CTOA (Mahmoud, 2003).....	68
Figure II.26 : Mesure du CTOD.....	68
Figure II.27 : CTOD en fonction de l'avancée de fissure.....	69
Figure II.28 : Courbes de résistance à la fissuration du PE100 (R-Curve) éprouvette CT.....	70
Figure II.29 : Coude en PE100.....	72
Figure II.30 : Assemblage coude tuyau.....	72
Figure II.31 : Radiographie du coude.....	72
Figure II.32 : Géométrie des éprouvettes entaillées intrados (mm).....	73
Figure II.33 : Géométrie des éprouvettes entaillées extrados (mm).....	73
Figure II.34 : Géométrie des éprouvettes à entaille au milieu (mm).....	74
Figure II.35 : Bouchon de serrage.....	74
Figure II.36 : Groupe hydraulique.....	75
Figure II.37 : Cycles de pressurisation des conduites coudées avec entaille intrados.....	76
Figure III.1 : Maillage D3 d'une éprouvette présentant une entaille.....	84
Figure III.2 : Coordonnées locales utilisées pour les conditions aux limites.....	84
Figure III.3 : Maillage du modèle avec les conditions limites.....	85
Figure III.4 : Chargement appliquée.....	85
Figure III.5 : Distribution de la contrainte de Von Mises.....	86
Figure III.6 : Distribution de la contrainte de Von Mises.....	87
Figure III.7 : Intégrale J en fonction de pression pour différent contours.....	88
Figure III.8 : Simulation numérique d'un essai d'éclatement d'un coude avec entaille intrados.....	89
Figure III.9 : Variation de l'intégrale de contour J avec la pression interne (a=profondeur d'entaille).....	90

Figure III.10 : Conditions de symétrie d'un quart d'éprouvette CT	92
Figure III.11 : Maillage d'un quart de l'éprouvette CT	92
Figure III.12 : Les conditions aux limites appliquées à l'échantillon.....	93
Figure III.13 : Le chargement et les conditions aux limites au centre du maillage.....	93
Figure III.14 : Courbes charge-déplacement.....	94
Figure III.15 : Variation de l'intégrale de contour J en fonction du déplacement de la traverse	95
Figure III.16 : Diagrammes schématiques : (a) coude sans tuyau fixé, (b) coude 90° avec un tuyau attaché	96
Figure III.17 : Variation angulaire de la contrainte axiale et circonférentielle dans un coude sans défaut.....	98
Figure III.18 : Simulation numérique sur un coude pré-fissuré soumis à une pression interne	100
Figure III.19 : Variation de l'intégrale de contour J avec la pression interne (a=profondeur de fissure)	101
Figure III.20 : Géométrie et position d'une fissure semi-elliptique	101
Figure III.21 : Comparaison des MEF, MSE1 et MSE2.....	102
Figure III.22 : Comparaisent du modèle simplifié(MSE) et du modèle par éléments finis(MEF).....	103
Figure III.23 : Géométries d' une fissure de forme d'un segment de cercle	103
Figure III.24 : Comparaison entre l'estimation de l'intégrale J et les résultats par éléments finis	104
Figure IV.1 : Ecoulement unidimensionnel.....	111
Figure IV.2 : Lignes caractéristiques	114
Figure IV.3 : Conditions aux limites.....	115
Figure IV.4 : Schématisation du couplage fluide-structure.....	116
Figure IV.5 : Lignes caractéristiques	123
Figure IV.6 : Conditions à la limite amont.....	125
Figure IV.7 : Conditions à la limite aval	125
Figure IV.8 : Interpolation sur l'espace et le temps (Keramat A, 2012)	126
Figure IV.9 : Interpolation sur le temps (amont)	126
Figure IV.10 : Interpolation sur le temps (aval)	127
Figure V.1 : Variation de la pression au niveau de la vanne : résultats expérimentaux vs résultats numériques sans et avec viscoélasticité (Covas, 2005)	130
Figure V.2 : Système : Réservoir-conduite relativement longue-vanne.....	131
Figure V.3 : Pression au niveau de la vanne.....	133
Figure V.4 : Schéma du coude.....	134
Figure V.5 : Loi de fermeture d'une vanne	135
Figure V.6 : Montage expérimental (Wiggert D.C., 1985)	137
Figure V.7 : Courbe de pression au niveau du capteur 1.....	139
Figure V.8 : Banc d'essai hydraulique (D. C. Wiggert, 1987)	140
Figure V.9 : Variation de pression au niveau de la vanne	143
Figure V.10 : Courbe de vitesse au niveau du nœud du coude.....	144
Figure V.11 : Variation de pression au niveau du nœud du coude	145
Figure V.12 : Courbe de l'intégrale J en fonction de la pression au voisinage d'un défaut intrados	146

Liste des tableaux

Tableau II.1 : Dimensions des éprouvettes de traction.....	48
Tableau II.2 : Caractéristiques mécaniques du PEHD pour 3 vitesses.....	50
Tableau II.3 : Avancée de fissure pour des éprouvettes 0°.....	60
Tableau II.4 : Avancée de fissure pour des éprouvettes 90°.....	60
Tableau II.5 : Avancée de fissure pour des éprouvettes 45°.....	61
Tableau II.6 : Bilan des essais sur les éprouvettes de 0°.....	62
Tableau II.7 : Bilan des essais sur les éprouvettes de 90°.....	62
Tableau II.8 : Bilan des essais sur les éprouvettes de 45°.....	62
Tableau II.9 : Résistance à la fissuration de PE100 (KJ/m ²).....	64
Tableau II.10 : Résistance à la fissuration de PE100 (KJ/m ²).....	66
Tableau II.11 : Résistance à la fissuration de PE100 (KJ/m ²).....	66
Tableau II.12 : Résistance à la fissuration (KJ/m ²).....	71
Tableau II.13 : Dimensions du coude en (mm).....	72
Tableau II.14 : Résultats des essais préliminaires.....	77
Tableau II.15 : Essais d'éclatements pour différentes positions d'entailles.....	78
Tableau II.16 : Pression d'éclatement en fonction de la profondeur d'entaille intrados.....	79
Tableau III.1 : Pression d'amorçage et d'éclatement en fonction de la profondeur du défaut.....	91
Tableau III.2 : Dimensions des fissures (mm).....	102
Tableau III.3 : Résultats des Pressions d'amorçages Pa.....	105
Tableau V.1 : Caractéristiques géométriques de la conduite.....	131
Tableau V.2 : Caractéristiques hydrauliques de l'écoulement.....	131
Tableau V.3 : Longueurs des conduites de l'installation (en mètre).....	138
Tableau V.4 : Caractéristiques du matériau des conduites.....	138
Tableau V.5 : Tableau de comparaison.....	141
Tableau V.6 : Caractéristiques géométriques de la conduite.....	142
Tableau V.7 : Caractéristiques hydrauliques de l'écoulement.....	142

Introduction générale

Ces dernières décennies, la population mondiale a augmenté de plus de 3 milliards de personnes pour atteindre 7.5 milliards aujourd'hui. À raison de quatre naissances par seconde la population atteindra 9 milliards en 2050 (Belloir, 2011).

Cette augmentation vertigineuse de la population entraîne plusieurs problèmes, qui peuvent être limités à quatre grands domaines : le changement climatique, la biodiversité, les effets de la pollution sur la santé et l'eau. Dans ce contexte, des perspectives sur l'environnement ont été effectuées par l'Organisation de Coopération et de Développement Economiques (OCDE) à l'horizon 2050. Ces perspectives suggèrent clairement que les réserves en eau douce s'amenuiseront si aucune action nouvelle n'est entreprise. Lors du Forum de l'OCDE en mai 2012, le Président de Nestlé, Peter Brabeck-Letmathe, a prévenu : « Nous allons manquer d'eau bien plus rapidement que de pétrole » (OCDE, 2012).

L'augmentation de la population mondiale entraîne une croissance de la demande d'eau compte tenu des besoins croissants de l'agriculture, des industries manufacturières, de la production d'électricité thermique et des ménages. Les ressources disponibles en eau douce subiront des pressions accrues. Plus de 40 % de la population mondiale de plus qu'aujourd'hui sont appelés à vivre la pénurie d'eau ou le stress hydrique élevé. Cependant, plus de 240 millions de personnes seront dépourvues d'accès à une source d'eau améliorée en 2050.

La France, comme l'Angleterre et l'Argentine, fait partie des pays qui souffriront d'un niveau de stress hydrique évalué de moyen à élevé d'ici 2040. De même, la Tunisie se classe parmi les 33 pays qui ont un risque très élevé de manquer d'eau dans les décennies à venir (Andrew Maddocks, 2015).

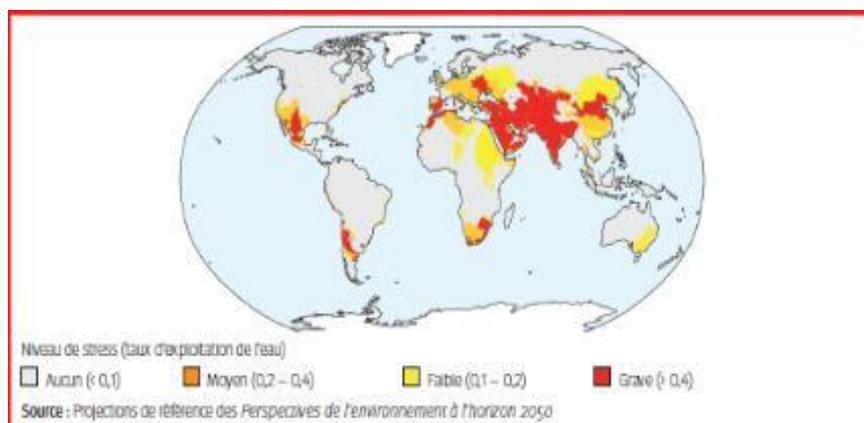


Figure 1 : Population vivant dans des bassins hydrographiques soumis à un stress hydrique : projections en 2050

Pour cela, il faut assurer une gestion durable de cette ressource. En tête des recommandations, l'optimisation des pertes d'eau est surtout au niveau des réseaux de distribution. On commence par le gaspillage de l'eau potable et la lutte contre les pertes en eau dans des fuites dans les installations de production et de distribution. Selon une étude menée avec la Fondation France Libertés, un litre d'eau potable sur cinq est perdu dans des fuites de canalisations en France, soit un gaspillage de 1,300 milliards de litres d'eau par an c.à.d. 20% de l'eau distribuée sont perdus par le fait de fuites dans les canalisations (Mimaut, 2014). Le prix moyen du mètre cube est de 3,78 euros selon les dernières études, donc 5 milliards d'euros le coût de perte en France.

Ces fuites sont dûes à la rupture d'un ou plusieurs éléments des circuits d'adduction. La rupture des canalisations, phénomènes assez fréquents en milieu urbain, s'amorce sur un défaut, sous l'effet de contraintes engendrées par un chargement inhabituel. Les défauts peuvent avoir des origines diverses, par exemple les défauts de fabrication et ceux dûs à des agressions externes.

Dans le cadre de la lutte contre les pertes, les conduites coudées sont des éléments essentiels des opérations de sectorisation et d'îlotage. Elles permettent de travailler sur des zones restreintes. L'action propose d'entreprendre une étude, d'abord simplifiée ensuite générale et complète, pour obtenir des renseignements d'ordre pratique sur la propagation des ondes de pression dans les canalisations et la détermination des contraintes générées par ces ondes. Les calculs tiendront compte de l'interaction fluide-structure au niveau des ancrages et des coudes, et de l'influence de la loi de comportement du matériau de la conduite. En effet, afin de juger si les pressions sont admissibles ou non, il faut tenir compte de la qualité des conduites choisies. Les matériaux constitutifs d'une canalisation dépendent de la nature et de l'état des produits acheminés. Cette étude permettra, en particulier, de définir les dispositifs de sécurité et de contrôle à mettre en place en vue d'une protection anti-bélier des conduites. Elle permettra également d'analyser la distribution des contraintes dans les points chauds du système de conduites examiné et d'analyser la sécurité en ces points.

Pour cela, ce projet s'inscrit dans le cadre d'une action de coopération franco-tunisienne entre le Laboratoire de Mécanique, Biomécanique, Polymères Structures (LaBPS) à l'ENIM de Metz et le Laboratoire de Mécanique des Fluides Appliquée, Génie des Procédés et Environnement (MFAGPE) à l'ENIS de Sfax. Ce projet est orienté sur l'amélioration du dimensionnement des systèmes de conduite hydrauliques sollicités par le phénomène dit de

coup de bélier en intégrant le caractère dynamique du chargement, la géométrie exacte du défaut donnant naissance à la rupture et la géométrie de la canalisation.

Dans le chapitre I, nous débutons par la problématique et le contexte de l'étude. La première partie concerne la mécanique des matériaux. Nous commençons par une étude bibliographique sur le polyéthylène haute densité utilisé dans les réseaux d'adduction d'eau potable. Nous présentons ensuite une introduction à la mécanique de la rupture non linéaire élastoplastique et une présentation des différentes approches pour évaluer la nocivité d'un défaut pour choisir le critère le mieux adapté pour ce matériau. La deuxième partie est consacrée à l'étude du domaine de la mécanique des fluides. Nous commençons par le régime permanent de l'écoulement d'un fluide incompressible dans les réseaux pour arriver à la résolution des écoulements transitoires engendrés par le phénomène de coup de bélier, en passant par la formulation mathématique de ces écoulements.

Dans le chapitre II, des essais de traction ont été réalisés sur deux nuances d'éprouvettes de polyéthylène, le PEHD PE100 utilisé pour l'adduction d'eau potable, pour obtenir une caractérisation mécanique. La deuxième partie sera consacrée à l'évaluation de la résistance à la fissuration du PE100 en définissant expérimentalement la méthode de l'intégrale J et la méthode du déplacement d'ouverture en pointe de fissure "CTOD". Des essais d'éclatements sur des coudes entaillés en PEHD sont réalisés dans le but de suivre la pression d'éclatement en fonction de la position et de la profondeur du défaut superficiel.

Le chapitre III est dédié à une étude numérique. Les essais d'éclatements sur des conduites coudées entaillés ont été reproduits numériquement, sur Abaqus. Ces simulations ont été réalisées pour différentes positions et profondeurs des entailles. Les calculs numériques associés à la courbe J-R déterminent la pression d'amorçage de la fissure pour différentes profondeurs du défaut. Dans la deuxième partie de ce chapitre, une formule simplifiée sera proposée, basée sur la détermination de l'intégrale J en fonction de la pression dans les réseaux d'adduction d'eau potable.

Dans le chapitre IV, nous nous intéressons à la formulation mathématique et à la méthode de résolution des équations régissant les écoulements transitoires dans un réseau, en tenant compte de l'interaction fluide-structure (IFS) et des conditions aux limites dans un réseau d'adduction d'eau potable

Dans le chapitre V, le modèle de simulation d'écoulement transitoire obtenu sera utilisé. Dans un premier temps, une étude sur le type de matériau des réseaux montre l'importance du PEHD à absorber les surpressions. Dans un deuxième temps, l'objectif sera d'étudier l'effet de l'IFS sur la surpression générée par le coup de bélier. Nous démontrons à la fin l'effet du coup de bélier sur la surpression dans un réseau d'adduction d'eau potable en PE100.

Chapitre I : Etude Bibliographique

1 Introduction

Au cours des 50 dernières années, plusieurs progrès significatifs dans la production de tubes en polyéthylène (PE) et des raccords en PE sont soulignés. Ce matériau remplace le métal, le PVC, le PRV et les tuyaux en fonte.

L'objectif de ce chapitre est d'introduire la problématique de cette étude. Nous commençons par une généralité sur les réseaux d'alimentation d'eau potable (figure I.1), les matériaux utilisés, les défauts rencontrés et leurs influences dans le processus de rupture.

Avant d'étudier la résistance à la rupture des conduites coudées, il nous paraît indispensable de décrire les polymères semi-cristallins, et plus particulièrement du polymère rentrant dans le cadre de cette thèse, le polyéthylène haute densité PEHD. Ensuite, nous introduisons différentes notions de la mécanique de la rupture nécessaires à cette étude.



Figure I.1 : Alimentation en eau potable

2 Réseau d'eau potable

Un réseau de distribution d'eau potable est constitué d'un ensemble de conduites interconnectées fonctionnant sous pression. Il assure l'alimentation de la ville à partir des réservoirs. Pour une bonne exploitation et un bon entretien du réseau, il faut ajouter les accessoires tels les vannes de réduction de pression, les vannes de sectionnement, les coudes, les poteaux d'incendie, les pompes, les compteurs, les ventouses... etc.

Le réseau d'alimentation en eau potable est constitué d'éléments suivants :

- Réservoir d'eau potable
- Source d'alimentation
- Réseau de distribution

- Accessoires du réseau

L'étanchéité parfaite garantit la protection de la ressource en eau potable et l'efficacité de l'ensemble du système d'épuration. Tous les réseaux sont contrôlés et les branchements particuliers doivent répondre aux mêmes exigences. La planification d'un réseau d'alimentation en eau potable repose sur une analyse concise et très détaillée de la demande globale de la ville. En effet, cette analyse permet un choix optimal de toutes les composantes du réseau et un bon dimensionnement des ouvrages.

Dans l'étude des réseaux composites d'assainissement, les matériaux constitutifs occupent une place privilégiée. Le choix du matériau des canalisations dépend du diamètre requis, du coût de revient de la canalisation (coûts de fourniture et de mise en œuvre), des contraintes d'ouvrage (pression intérieure, charges extérieures, nature du sol, paramètres physico-chimiques de l'eau) et des obligations éventuelles de fourniture en vertu de dispositions conventionnelles.

Les tuyaux en acier ont une capacité à absorber des efforts très importants sous faible épaisseur. Ces tuyaux présentent en contrepartie l'inconvénient d'être très sensibles à la corrosion externe et doivent donc être placés sous protection cathodique. L'acier est généralement employé pour les lignes de grande dimension (DN500 à 1200 mm), pour le passage en fortes pentes, des terrains très accidentés et des zones de hautes pressions où le choix de l'acier est incontestable, tant sur le plan technique que financier, et la technique du chantier de pose bien adaptée. En plus, elle nécessite un coût de construction élevé par rapport aux autres matériaux comme la fonte ductile.

Ce matériau présente, de par sa constitution et la vaste gamme de revêtements de protection de ses parois, de grandes garanties contre la corrosion et sa longévité est bien connue. En revanche, les tuyaux en fonte ductile sont particulièrement intéressants pour les diamètres courants (DN100 à 300 mm), les tronçons moins accidentés et les lignes droites du tracé où ce matériau offre un coût de revient sensiblement inférieur à l'acier.

L'emploi du PVC et du PEHD se limite généralement aux réseaux de distribution locaux. Ils sont des matériaux plus récents.

3 Polyéthylène haute densité

Les polyéthylènes font partie de la famille des polyoléfines qui constituent une des familles les plus importantes au sein des polymères industriels. La polymérisation de l'éthylène ($\text{CH}_2 - \text{CH}_2$) conduit, suivant le procédé de polymérisation, à trois types de polyéthylène :

- Le polyéthylène basse densité PEBD obtenu par polymérisation radicalaire sous haute pression. Il comporte plusieurs ramifications longues et courtes.
- Le polyéthylène haute densité PEHD obtenu par des procédés à basse pression. La densité obtenue se situe entre 0.94 g/cm^3 et 0.986 g/cm^3 . Les brevets déposés sont : Standard Oil (041951) : Phillips (01 1953) : Ziegler (11 1953). Les polyéthylènes hautes densités sont des polymères linéaires.
- Le polyéthylène à haute masse moléculaire UHMWPE est obtenu par la catalyse Ziegler-Natta, procédé basé sur l'utilisation d'un catalyseur à basse pression. Les chaînes obtenues sont également des chaînes linéaires, plus facilement cristallisables (moins cristallisable que le PEHD).

4 Microstructure et morphologie du PEHD

Le Polyéthylène à Haute Densité, PEHD, a fait l'objet de nombreux travaux et est souvent considéré comme un matériau modèle pour l'étude du comportement mécanique.

La figure I.2 présente une structure sphérolitique typique observée sur le PEHD (Coeuille, 2002.). Le Polyéthylène à Haute Densité (PEHD) est un polymère linéaire ne comportant aucune ramification courte et une fraction de branches longues très faible. Ce polymère est obtenu à basse pression. En revanche, pour le Polyéthylène à Basse densité (PEBD), obtenu par polymérisation sous haute pression, les ramifications ont des tailles très dispersées.

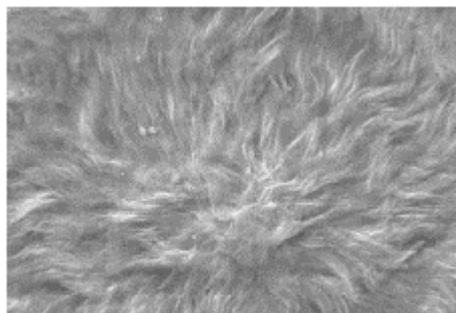


Figure I.2 : Sphérolite du PEHD

Le PEHD, de motif ($\text{CH}_2 - \text{CH}_2$) et de masse molaire 28 g/mole , possède une configuration en zigzag, figure I.3-b. La phase cristalline est de structure orthorhombique de

paramètres $a = 0,741 \text{ nm}$, $b = 0,494 \text{ nm}$, $c = 0,255 \text{ nm}$, figure I.3-a, (Haudin, 1995). La masse volumique théorique, pour ce type de cristal, est de $0,997 \text{ g/cm}^3$; d'environ $0,85 \text{ g/cm}^3$ pour une phase totalement amorphe.

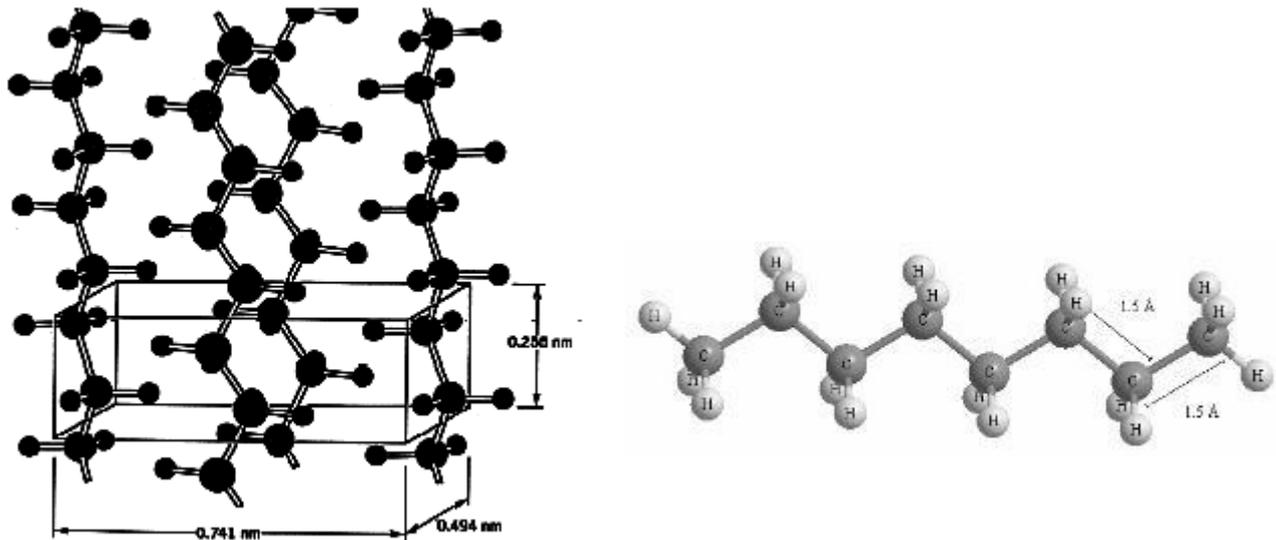


Figure I.3 : a) Maille élémentaire du PE, b) configuration du PE (Haudin, 1995)

Les liaisons au sein de la macromolécule sont covalentes, donc beaucoup plus fortes qu'entre chaînes voisines. Les liaisons inter-chaînes de Van der Waals font que le module d'élasticité théorique, dans la direction perpendiculaire à la direction des chaînes, est de l'ordre de 3000 MPa , et de 240 MPa dans la direction des chaînes (Haudin, 1995).

5 Micromécanisme de déformation et d'endommagement du PEHD

L'analyse du comportement et des propriétés mécaniques du matériau nécessite une connaissance précise des mécanismes de déformation et d'endommagement.

La phase amorphe des polymères semi-cristallins peut être, à température ambiante, à l'état vitreux, le cas pour les polyéthylènes téréphtalates (PET) ou à l'état caoutchoutique, pour le PEHD. Notons que la phase amorphe, contenue dans le milieu semi-cristallin, présente des caractéristiques quelques peu différentes du polymère amorphe massif correspondant, en particulier à température de transition vitreuse (Vigier, 1992). Dans ce type de matériaux, la phase amorphe est dispersée et allongée entre les phases cristallines. Elle permet un glissement actif à une longue distance dans le cristal. La phase cristalline se déforme par glissement cristallographique. Des travaux récents suggèrent plutôt un mécanisme de « détricotage » de la phase cristalline provoqué par la phase amorphe (Lin L., 1994).

Les mécanismes de déformation plastique, dans les polymères semi-cristallins, sont décrits par les phases amorphes cristallines et sphérolites.

5.1 Phase amorphe

Le rôle mécanique de la phase amorphe d'un polymère, comme le PEHD, se réduit à la transmission des contraintes d'une cristallite à l'autre par l'intermédiaire de molécules liantes. Ces chaînes liantes, tous comme les points de réticulation physique, confèrent à l'état amorphe une certaine résistance. En outre, les macromolécules, constituant la phase amorphe liée, sont à l'origine de la création d'une force de retour vers l'état non déformé.

Un modèle simple de composition à deux phases, qui s'applique bien aux polymères semi-cristallins, a été utilisé par plusieurs auteurs (Cangemi L., 2002) (Peterlin, 1971) (Castagnet S., 2000) (Fond C., 2002) Ce modèle met en jeu les deux mécanismes de déformation que sont :

- le glissement simple : résultant du glissement des cristaux lamellaires parallèlement les uns aux autres. Sous l'effet des contraintes appliquées, la phase amorphe est cisailée (fig.I.4-b).
- La séparation inter-lamellaire : résultante des contraintes de traction ou de compression perpendiculaires à la plus grande surface des lamelles. Dans ce cas, les chaînes amorphes sont étirées (fig.I.4-c).

Dans le cas des lamelles cristallines torsadées (fig.I 4-d), les deux mécanismes coexistent au sein d'une même phase inter-lamellaire (Haudin, 1995).

Pour le PEHD, sollicité en petites déformations, le glissement inter-lamellaire est le mécanisme prédominant (G'sell C., 1994) (Kichenin, 1992) (Addiego F. , 2006). La contrainte nécessaire à l'activation de ce mécanisme de séparation est assez élevée, à cause de la faible épaisseur de la couche amorphe. En traction, ce phénomène peut être l'origine de la création de cavités inter-lamellaires (Fond C., 2002) (Addiego F. , 2006) (Perrin, 2000).

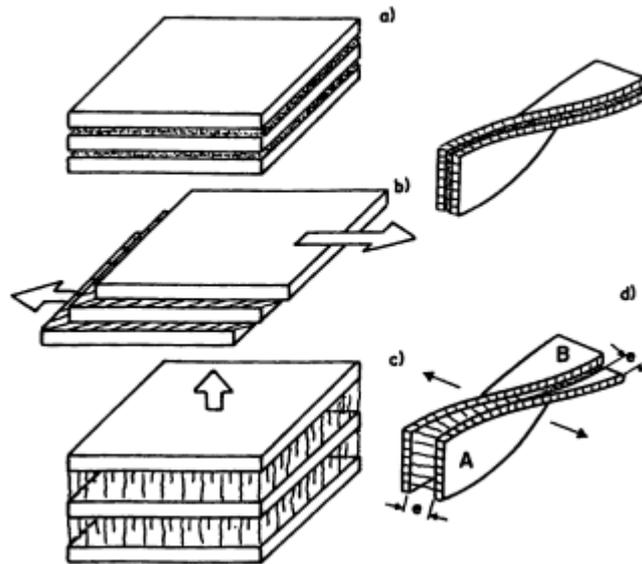


Figure I.4 : Mécanismes de déformation de la phase amorphe dans les polymères semi-cristallins : (a) état non déformé ; (b) glissement inter-lamellaire ; (c) séparation inter-lamellaire ; (d) cas de lamelles cristallines torsadées : séparation lamellaire en A et glissement inter-lamellaire en B (Haudin, 1995).

5.2 Phase cristalline

La grande résistance des régions cristallines (par rapport aux zones amorphes) de polymères semi-cristallins, intervient ultérieurement dans le processus de déformation. Un cristal polymère peut se déformer (comme pour un cristal métallique) en faisant intervenir des mécanismes cristallographiques tels que le glissement, le maclage ou la transformation martensitique (Haudin, 1995) (Bowden, 1974) (Lin, 1994). En revanche, pour de fortes déformations, on observe un comportement bien caractéristique des polymères : les cristaux lamellaires se fragmentent en petits blocs cristallins, reliés à la phase amorphe par des macromolécules étirées. Cette nouvelle structure fibrillaire n'a plus de relation d'orientation avec la structure d'origine (Peterlin, 1971) (Pawlak A. , 2007) ; elle confère au matériau un durcissement de type hyper-élastique (figure I.5).

La transformation martensitique du polyéthylène, peu fréquente, correspond à une transformation de la structure orthorhombique à la structure monoclinique, se produisant à la limite d'élasticité, et coïncidant avec la formation de microvides (Butler, 1997) (Schneider). Le glissement, mécanisme microscopique de déformation plastique le plus fréquent pour le PEHD, se produit naturellement lorsque la cission dans le plan de glissement atteint une valeur critique (Bowden, 1974) (Peterlin, 1971) régie par les liaisons de Van der Waals entre les chaînes macromoléculaires (Lin, 1994).

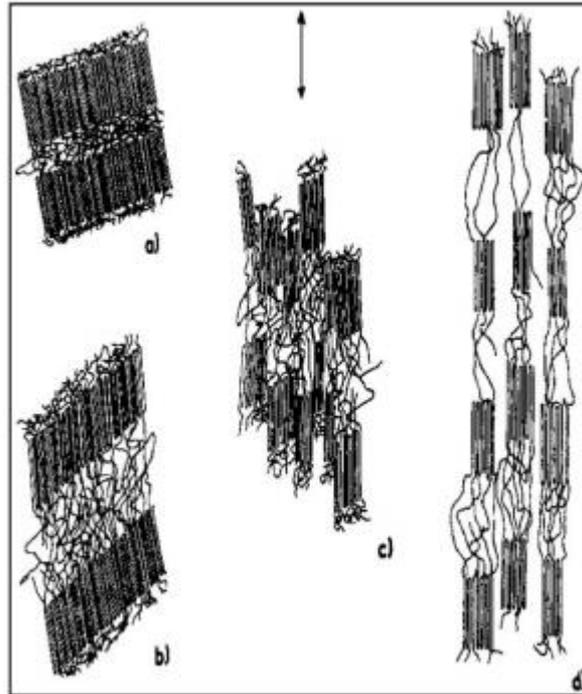


Figure I.5 : Modèle de Peterlin : modèle général de déformation pour les polymères semi-cristallin : (a) état non déformé ; (b) extension des molécules de liaison et basculement des chaînes à l'intérieur des lamelles ; (c) fragmentation des lamelles ; (d) alignement selon la direction d'étirage (**Peterlin, 1971**)

Deux types de liaisons, constituant les lamelles cristallines, limitent les possibilités de glissements :

- les liaisons covalentes le long des chaînes,
- les liaisons de Van der Waals entre les chaînes voisines.

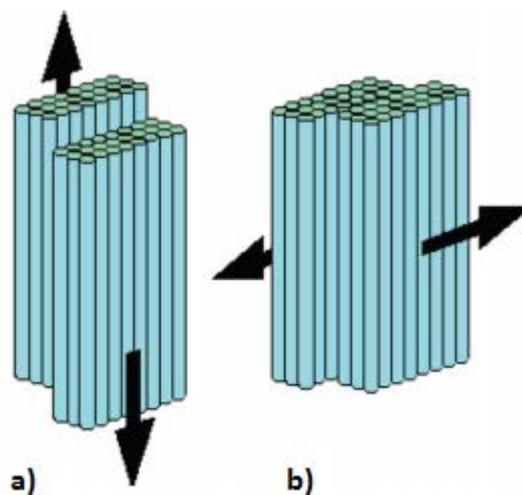


Figure I.6 : Glissement parallèle et perpendiculaire aux chaînes macromoléculaires (**Dahoun, 1992**)

Alors que dans un cristal polymère, contrairement aux métaux, seuls sont actifs les systèmes de glissements dont le plan contient l'axe des chaînes macromoléculaires (Haudin, 1995) (G'sell C., 1994) (Dahoun, 1992). On distingue deux types de glissement : un glissement parallèle aux chaînes (fig.I.6-a) et un glissement perpendiculaire aux chaînes (fig.I.6-b).

5.3 Phase sphérolite

Vu l'organisation spatiale des lamelles cristallines dans un sphérolite, les déformations suivent des chemins complexes, suite à une sollicitation donnée. Ainsi, les zones amorphes et les lamelles cristallines s'y déforment en traction, en cisaillement, en flexion ou en compression selon leurs orientations dans le sphérolite par rapport à l'axe de sollicitation (Nitta, 2000) (Aboulfaraj, 1995) (Addiego F. , 2006) (Schneider).

Lorsqu'un sphérolite est sollicité en traction uniaxiale, deux processus de déformation peuvent être envisagés, un processus homogène et un processus hétérogène. Les conditions expérimentales de l'essai mécanique conditionnent l'intensité relative de ces phénomènes homogène et inhomogène. La température T constitue un paramètre très important : lorsque T est inférieure à la température de transition vitreuse T_{γ} , la déformation est majoritairement hétérogène, alors que pour des températures supérieures, le processus homogène prime.

La déformation homogène pure est caractérisée par des modifications réversibles se produisant dans toutes les régions du sphérolite qui évolue vers une forme ellipsoïdale avant d'être totalement détruit lors de la formation de la structure microfibrillaire si la contrainte est assez forte.

Lors d'une déformation hétérogène, les différentes zones sphérolitique ne sont pas déformées simultanément, les régions perpendiculaires à la direction de traction sont étirées de façon irréversible, alors que les zones situées au sommet du sphérolite sont déformées de manière réversible, le cas d'une déformation homogène. De plus, à l'intérieur des sphérolites, la déformation des lamelles cristallines dépend de l'orientation des chaînes cristallisées par rapport à l'axe de sollicitation. On distingue trois régions (Ehrenstein, 2000) (fig.I.7) :

- Une région équatoriale (fig.I.7-a) où les rayons du sphérolite et les lamelles cristallines sont quasiment perpendiculaires à la direction de traction. Dans cette région la déformation plastique par glissement intracristallin est très difficile. Le mécanisme le plus actif est la séparation interlamellaire qui peut donner lieu à la formation de microcavités.

- Une région diagonale (fig.I.7-b et I.7-d) où les lamelles cristallines sont orientées à 45° par rapport à l'axe de traction, ce qui leur confère une contrainte locale de cisaillement. Dans cette zone, les lamelles sont à la fois soumises à un glissement interlamellaire et à une séparation interlamellaire pouvant conduire à leurs fragmentations. Le cisaillement provoque également le glissement dans la direction des chaînes entraînant un changement de leur inclinaison et de leur orientation qui tend à s'établir selon l'axe de traction.
- Une région polaire (fig.I.7-c) où les lamelles sont quasiment parallèles à la direction de traction. Une sollicitation mécanique extérieure entraîne un glissement inter-lamellaire. Dans cette zone, la compression latérale due au basculement des zones diagonales entraîne une fragmentation précoce des cristaux.

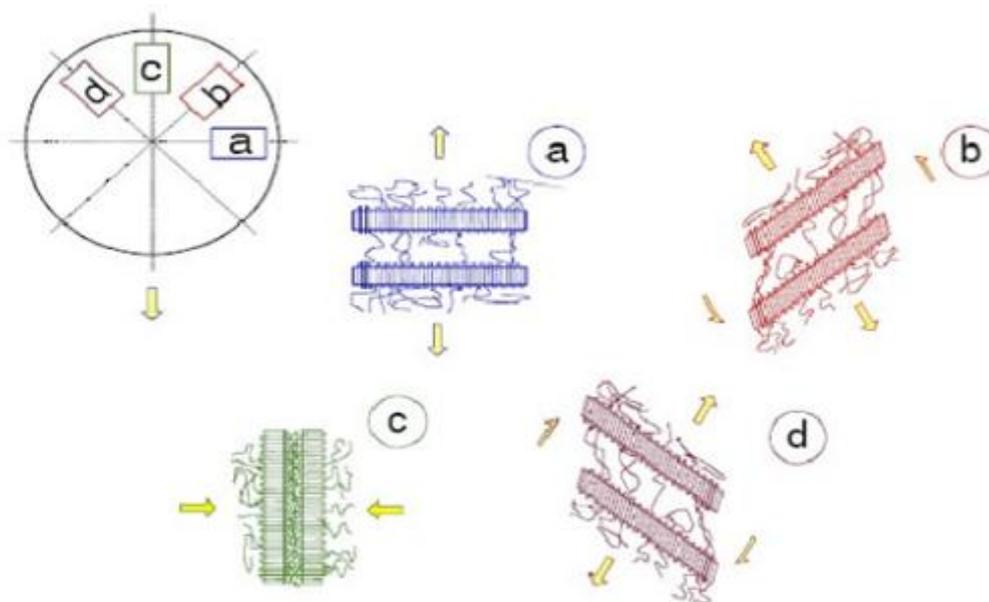


Figure I.7 : Déformation des régions (a) équatoriales, (b) et (d) diagonales et (c) polaires des sphérolites (Aboulfaraj, 1995).

- L'ensemble de ces déformations locales mène à la destruction de la structure sphérolitique, transformée en une structure fibrillaire fortement orientée selon l'axe de sollicitation. Ce processus de destruction de la structure semi-cristalline s'accompagne du phénomène d'endommagement volumique par cavitation, décrit par Friedrich (Friedrich, 1983). La partie suivante porte sur la description des micromécanismes spécifiques d'endommagement volumique des polymères amorphes et semi-cristallins.

5.4 Micromécanisme d'endommagement

L'étude de l'endommagement des polymères semi-cristallins est rendue complexe par l'hétérogénéité de leur structure. L'endommagement joue un rôle très important sur le comportement mécanique et surtout sur les propriétés élastiques.

Selon la littérature, l'endommagement peut être défini au sens large comme la création de surfaces de décohésion au sein du matériau. Cette définition couvre plusieurs mécanismes : "crazing" (fissures, craquelures et microvides) (Arieby, 2007), cavitation, décohésion aux interfaces...

Etant donné que l'endommagement est dû à la formation d'un certain nombre de microvides dans le matériau, il s'accompagne d'une variation de volume.

Les micromécanismes évoqués sont généralement liés à la fragmentation, à l'orientation des lamelles cristallines et au démêlage des chaînes dans le sens de la sollicitation (G'sell C., 1994). Ce phénomène survient lors du passage d'une structure sphérolitique à fibrillaire.

Les processus de cavitation du polyéthylène dépendent fortement de la morphologie du PE étudié (Pawlak A., 2007). Deux types de cavitation peuvent intervenir dans les polymères semi-cristallins. Le premier correspond à des cavités formées au moment de la cristallisation, par exemple aux nœuds entre les sphérolites. Le second peut se former au cours de la sollicitation.

Généralement, lorsque le matériau est sollicité mécaniquement, des cavités, dont l'origine est liée à l'existence de défauts de structure, prennent naissance dans la phase amorphe et constituent des zones de concentration de contraintes. La présence ou non de défauts est un paramètre important dans le mécanisme microscopique de cavitation.

Selon (Castagnet, 2000) (Pawlak A., 2005) (Pawlak A., 2007) (Butler, 1997), un signe de cavitation pour le PEHD se manifeste par un blanchiment brusque du matériau près de la limite d'élasticité. La présence d'une cavité rend plus probable l'apparition d'un autre vide dans son voisinage. Les cristallites changent progressivement d'orientation (figure I.8-I). Puis, si l'on continue à déformer le polymère, les contraintes appliquées augmentant, les cavités croissent et les lamelles cristallines se fragmentent en blocs de plus petites tailles. Des microvides sont alors générés (figure I.8-II), avec des dimensions infimes par rapport à celles des crazes (des fissures, craquelures et microvides). Enfin, on observe un alignement de blocs cristallins et la formation de fibrilles dans la direction de la sollicitation (figure I.8-III). La coalescence de ces cavités, s'y elle a lieu, est latérale.

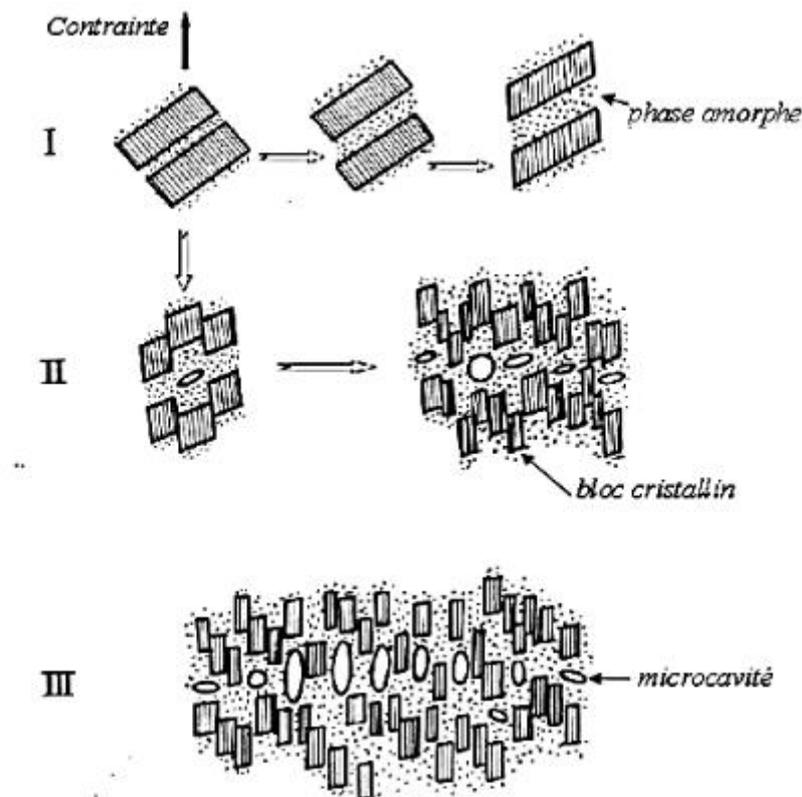


Figure I.8 : Micromécanismes de création de microcavités dans un polymère semi-cristallin

Ces mécanismes correspondent probablement au cas du PEHD. Ils caractérisent l'évolution de ses propriétés microscopiques au cours de la déformation en traction.

Récemment, F. ADDIEGO (Addiego F. , 2006) a examiné, au microscopie électronique à balayage MEB, les processus de cavitation du PEHD sous une traction uniaxiale à température ambiante. La morphologie sphérolitique à l'état non déformé est illustrée sur la figure I.9. Pour une faible déformation, $\varepsilon_1 = 0.05$, des microvides apparaissent dans les régions périphériques des sphérolites (Butler, 1997) (Pawlak A. ,, 2005) (Pawlak A. , 2007). La visibilité de ces craquelures est de plus en plus nette, pour des états de déformation plus sévères. À partir de $\varepsilon_1 = 0.05$, on constate des phénomènes de rupture inter-sphérolitique qui suivent le contour des sphérolites (Butler, 1997), et qui représentent un début de modification de la morphologie. En effet, cette morphologie sphérolitique a presque disparu à partir de $\varepsilon_1 = 0.93$, mises à part quelques régions polaires des sphérolites qui restent encore présentes. Enfin, l'analyse de F. ADDIEGO (Addiego F. , 2006) met en évidence une structure microfibrillaire pour une déformation de $\varepsilon_1 = 1.3$, contenant des cavités orientées parallèlement à la direction de traction (Butler M.F., 1998) (Butler, 1997) (Pawlak A. ,, 2005) (Pawlak A. , 2007) (Schneider). Des observations récentes, de diffusion incohérente de la lumière, effectuées au laboratoire par N.

RENAULT (Renault, 2007) montrent que la cavitation débute dès les premiers stades de la déformation, puis se développe de façon anisotrope dès que le durcissement hyperélastique devient notable.

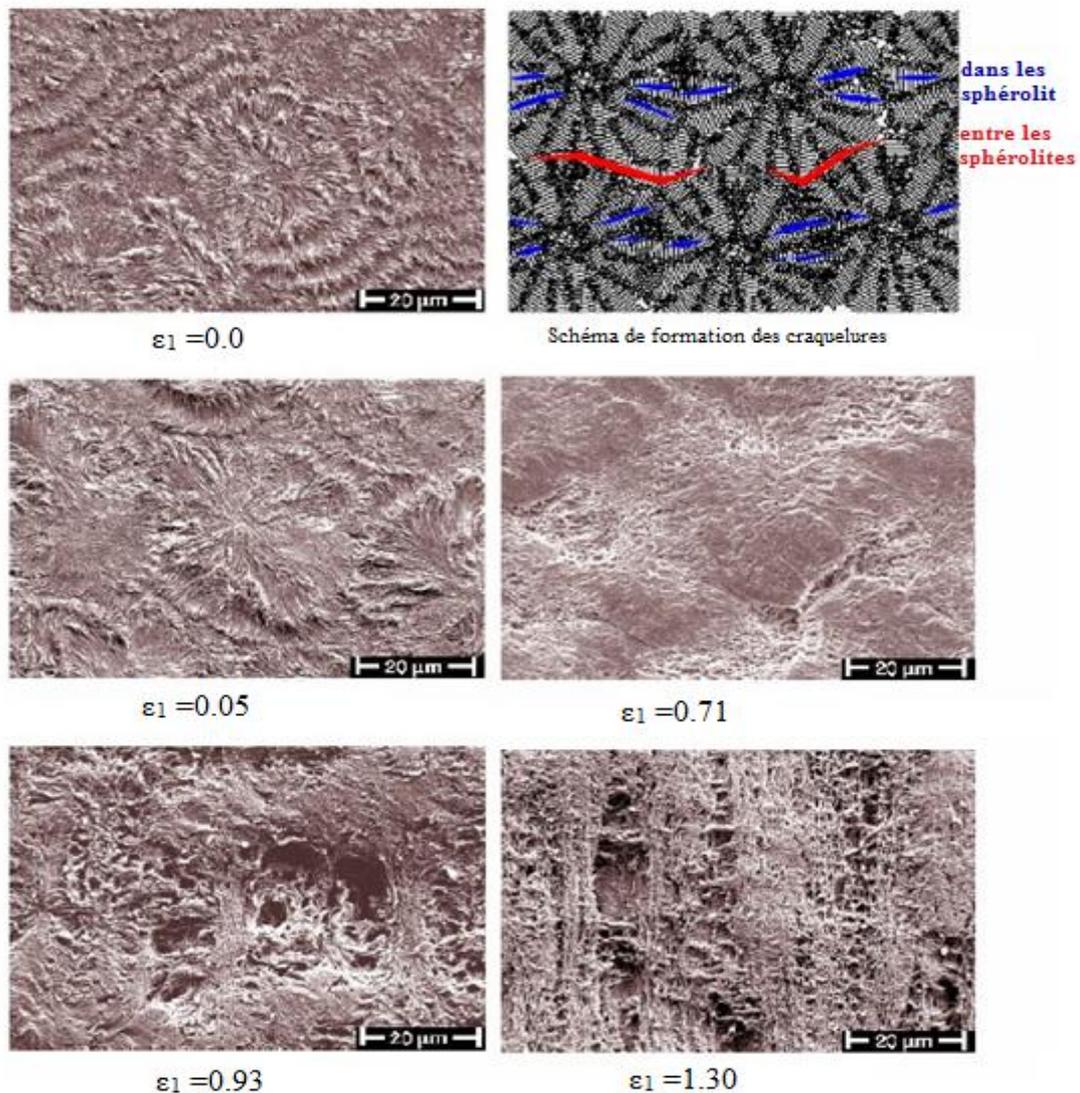


Figure I.9 : Schéma de formation des craquelures dans le polyéthylène, et observation des défauts microstructuraux par MEB dans le PEHD (G'sell, 2003) (Addiego F. A., 2006).

6 Endommagement dans les réseaux d'eau potable

Les réseaux d'eau potable sont exposés à plusieurs facteurs qui conduisent à augmenter le risque d'endommagement. Les caractéristiques de la conduite, de l'eau et de l'environnement urbain ainsi que les interactions entre ces trois milieux, sont les facteurs provoquant la défaillance. Les défauts rencontrés dans les conduites d'adduction d'eau potable (Diouf P.M., 2005) sont :

- Défaillances physiques sur canalisations : trou, joint, rupture nette, rupture longitudinale, fissure, déboîtement.
- Anomalies signalées par les abonnés : manque d'eau, chute de pression, forte pression, goût, eau colorée.

Les causes de défaillances proposées pour archivage sont les suivantes :

- Détérioration par un tiers : défauts d'enfoncement, défauts d'éraflures
- Corrosion interne ou externe
- Défauts de construction : Inclusions d'air (défauts d'injection)
- Surpression : coup de bélier
- Défauts dans les soudures : les fissurations sont les plus fréquentes
- Défaut matériau : entaille circonférentielle ou longitudinale
- Vieillessement du matériau ; baisse de résistance, diminution de l'élasticité, de la tenue aux chocs avec le temps d'exposition aux rayons U.V.

Les défauts étudiés, dans le cadre de cette thèse, sont soit des entailles longitudinales, soit des entailles circonférentielles.

L'analyse de l'endommagement est le meilleur moyen de prédire l'apparition d'une bande de fort endommagement modélisée par une fissure. Dans ce cas, on applique la mécanique de la rupture en conception et dimensionnement. La mécanique de la rupture est nécessaire également en production si une fissure est détectée dans une structure en service pour estimer sa durée de vie résiduelle.

7 Mécanique de la rupture

La mécanique de la rupture actuelle se base en grande partie sur les travaux de Griffith (Griffith, 1920) qui montre l'influence des défauts sur la rigidité du matériau. L'étude de la mécanique de la rupture permet de mieux prévenir les risques de rupture. Elle prend en considération l'existence du défaut au sein du matériau et étudie son influence sur le comportement mécanique durant le chargement, ainsi que son évolution au cours du chargement. Elle quantifie la rupture et décrit les phénomènes de rupture des matériaux. Selon la direction de sollicitation, par rapport à celle de la fissure, nous soulignons trois modes principaux de propagation (Francois, 1993) (Lemaitre, 1988) : mode I (ouverture), mode II (cisaillement), et mode III (cisaillement anti-plan) (figure I.10) :

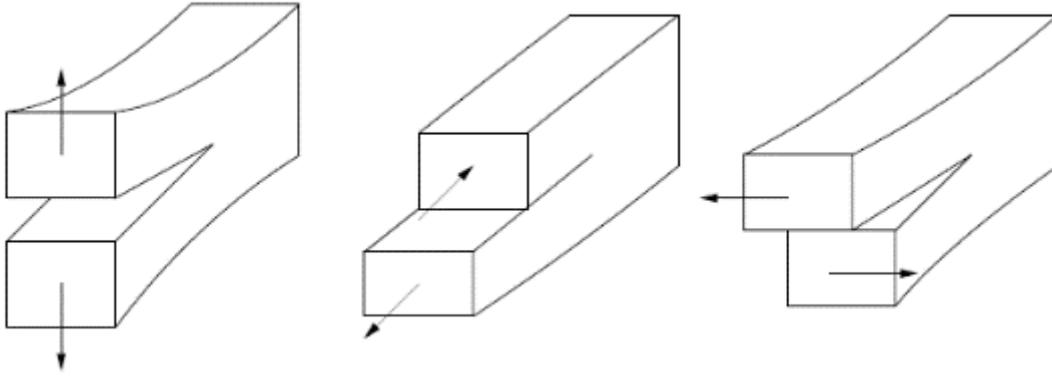


Figure I.10 : Modes de fissuration

Mode I : le mode le plus dangereux. Mode d'ouverture de la fissure où les déplacements aux lèvres de la fissure sont perpendiculaires à la direction de propagation.

$$\begin{aligned}
 \sigma_{11} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) \\
 \sigma_{22} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) \\
 \sigma_{12} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \\
 u_1 &= \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\theta}{2} (\kappa - 1 + 2 \sin^2 \frac{\theta}{2}) \\
 u_2 &= \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\theta}{2} (\kappa + 1 + 2 \cos^2 \frac{\theta}{2})
 \end{aligned}
 \tag{I.1.a}$$

avec : $\kappa = 3 - 4\nu$ en déformations planes

et : $\kappa = \frac{3 - \nu}{1 - \nu}$ en contraintes planes

Mode II : mode de cisaillement dans le plan où les déplacements aux lèvres de la fissure sont parallèles à la direction de propagation.

$$\begin{aligned}
 \sigma_{11} &= -\frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \left(2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}\right) \\
 \sigma_{22} &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \\
 \sigma_{12} &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) \\
 u_1 &= \frac{K_{II}}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} (\kappa + 1 + 2 \cos^2 \frac{\theta}{2}) \\
 u_2 &= -\frac{K_{II}}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\theta}{2} (\kappa - 1 - 2 \sin^2 \frac{\theta}{2})
 \end{aligned}
 \tag{I.1.b}$$

Mode III : mode de cisaillement hors du plan où les déplacements aux lèvres de la fissure sont parallèles au fond de la fissure.

$$\begin{aligned}\sigma_{13} &= -\frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \\ \sigma_{23} &= \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \\ u_3 &= -\frac{2K_{III}}{\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2}\end{aligned}\tag{I.1.c}$$

Les méthodes numériques en mécanique de la rupture se basent sur la comparaison de certaines grandeurs (Facteur d'Intensité de Contraintes K ou l'intégrale J) mesurées pour une géométrie et des sollicitations données et comparées à des valeurs limites (J_{Ic} ou K_{Ic}) propres à chaque matériau. L'intégrale J et le Facteur d'Intensité de Contraintes K sont deux grandeurs couramment utilisées en mécanique de la rupture.

8 Mécanique linéaire de la rupture

La mécanique linéaire de la rupture s'applique pour les matériaux ayant un comportement élastique. Elle est fondée sur l'analyse du champ de contraintes autour d'un défaut. L'analyse des contraintes et des déformations au voisinage du fond de fissure, constitue une base nécessaire pour étudier le comportement des fissures.

Dans ce cadre, Griffith (Griffith, 1920) a trouvé, pour les matériaux fragiles, un terme caractérisant le chargement et le critère associé : lorsque la fissure est chargée, le champ de contraintes au voisinage de la fissure est proportionnel à un scalaire appelé Facteur d'Intensité de Contraintes noté K_I ; I indique le mode I de rupture. Le calcul de ce facteur sous un chargement uniforme est l'un des concepts le plus important de la mécanique linéaire de la rupture.

Dans le cas d'une fissure de longueur $2a$, dans une plaque infini en traction (figure I.11), le Facteur d'Intensité de Contraintes est donnée par :

$$K_I = \sigma\sqrt{\pi a}\tag{I.2}$$

En 1957 Irwin (Irwin, 1957) a proposé de prendre le Facteur d'Intensité de Contraintes critique K_{Ic} comme la valeur critique pour l'extension de la rupture. Ce facteur est appelé ténacité

(faculté du matériau à résister à une propagation brutale de fissure). Il mesure la résistance d'un matériau à la rupture.

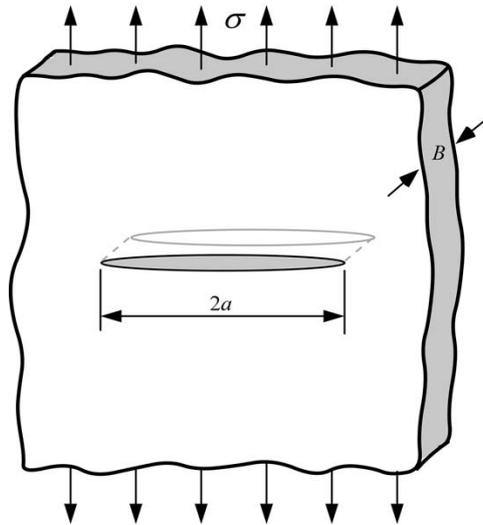


Figure I.11 : Fissure dans une plaque infinie soumise à une contrainte de traction

9 Mécanique non linéaire de la rupture

Entre 1960 et 1980, une nouvelle notion de la mécanique de la rupture est apparue et a permis de mieux prendre en compte le comportement plastique des matériaux, la mécanique non linéaire de la rupture ou mécanique élasto-plastique de la rupture.

Parmi les différentes théories trouvées dans la littérature, Rice (Rice, 1968) et Bui (Bui, 1974) introduisent le terme de l'intégrale de contour J. Un autre critère est souvent utilisé, lorsque la plastification à l'extrémité d'une fissure devient importante, le cas des matériaux très ductiles. Ce critère, nommé déplacement d'ouverture en pointe de fissure CTOD (Crack-Tip-Opening-Displacement), utilise l'écartement de la pointe de fissure pour prévenir la fissuration, (Wells, 1961).

9.1 Intégrale J

L'intégrale J est une famille d'intégrales de contour invariantes entourant un défaut dans une structure fissurée soumise à un chargement (Eshelby, 1957) (Fig.I.11). Cette famille d'intégrales est indépendante du contour choisi, ce qui lui donne une certaine souplesse d'utilisation. Il a été développé par Rice en 1968 (Rice, 1968) (Rice J.R., 1972). Pour des matériaux pouvant présenter des déformations irréversibles en pointe de fissure, l'intégrale J est un moyen commode d'étendre les concepts de la mécanique linéaire de la rupture.

Rice a démontré que la valeur de l'intégrale-J représente le taux de relaxation d'énergie pour la propagation des fissures planes.

L'intégrale-J a été développée pour résoudre des difficultés rencontrées dans le calcul des contraintes aux abords d'une fissure dans un matériau linéairement élastique. Rice a montré qu'en mode de chargement constant et sans atteindre l'adaptation plastique, l'intégrale-J peut aussi être utilisée pour calculer le taux de relaxation d'énergie dans un matériau plastique.

9.1.1 Définition de l'intégrale J

L'intégrale J relie l'approche mécanique « en contraintes » de Williams avec l'approche « énergétique » de Griffith et ses évolutions. Cette intégrale s'exprime par :

$$J = \int_{\Gamma_c} \left(w dy - T \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) ds \right) \quad (I.3)$$

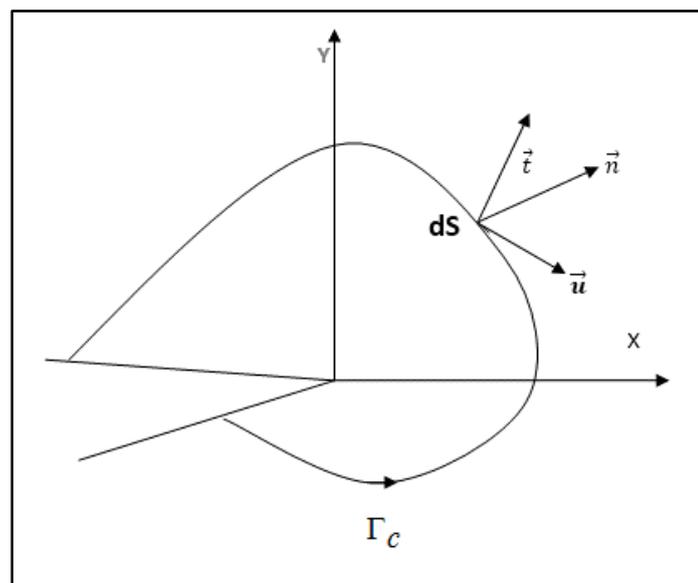


Figure I.12 : Définition des grandeurs introduites dans l'intégrale J

Avec w , la densité de l'énergie de déformation, équation (I.4). Γ_c est un contour pris au voisinage de la fissure, orienté autour de la fissure dans la direction \vec{n} (\vec{n} normale extérieure), \vec{u} le vecteur déplacement, (x,y,z) coordonnées cartésiennes et ds représente l'incrément de longueur le long du contour Γ_c (figure I.12).

$$w = w(\epsilon) = \int_0^\epsilon \sigma_{ij} d\epsilon_{ij} \quad (I.4)$$

T est le vecteur-contrainte appliqué à l'arc ds du contour, σ_{ij} est la contrainte appliquée sur le contour.

$$T_i = \sigma_{ij} n_j \quad (I.5)$$

Pour deux entailles de profondeur respectivement l et $l + \Delta l$ et pour un même chargement, RICE a montré que la valeur de J est égale à la différence d'énergie potentielle au fond de chaque entaille.

$$J = \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \frac{U_p(a + \Delta a) - U_p(a)}{\Delta a} = - \frac{dU_p}{da} \quad (I.6)$$

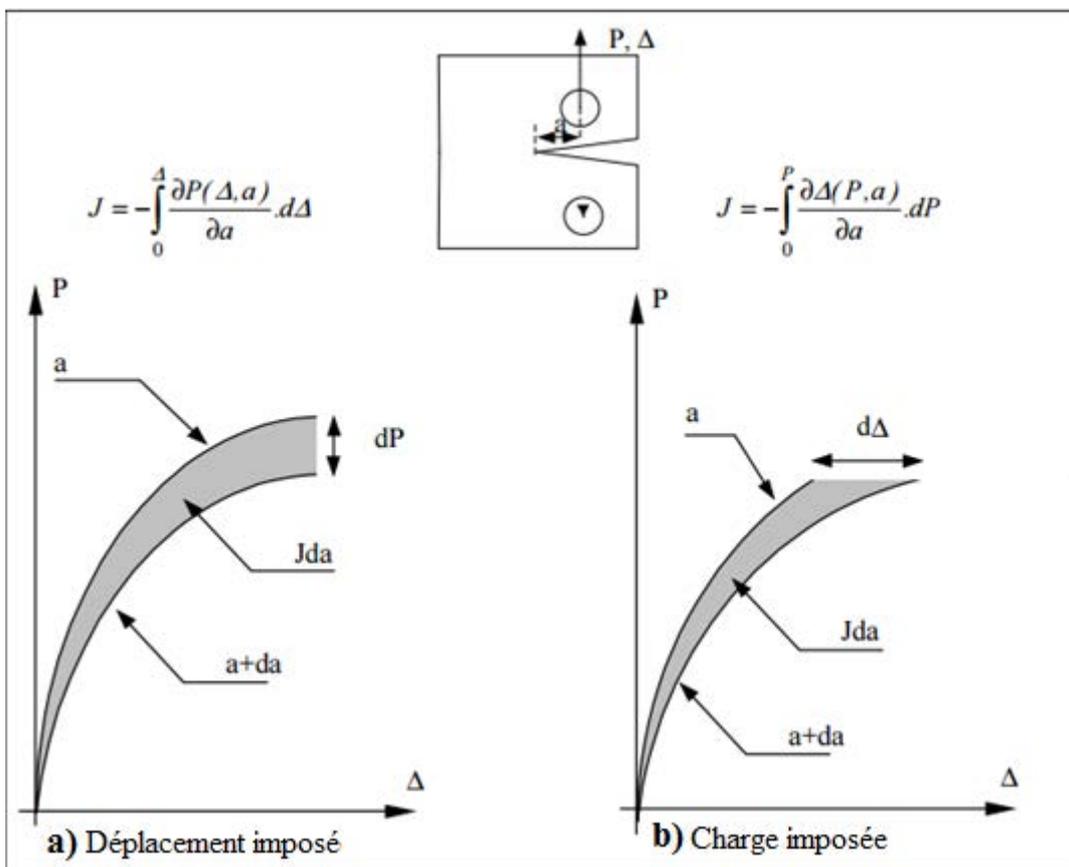


Figure I.13 : Interprétation géométrique de l'intégrale J (Lecorre, 2006)

L'énergie potentielle, pour un système chargé, est représentée par l'aire sur la courbe charge-déplacement. Pour un déplacement constant, la différence d'énergie potentielle est représentée par l'aire Jda sur la figure I.13.a ; Δ représente le déplacement. Pour une charge constante, la différence d'énergie potentielle est représentée par l'aire Jda , figure I.13.b. C'est l'énergie nécessaire pour propager la fissure d'un pas Δa . Dans le cas particulier d'un matériau élastique linéaire, la valeur de l'intégrale J est égale au taux de restitution d'énergie $J=G$.

9.1.2 Détermination expérimentale de l'intégrale J

9.1.2.1 Méthode de BEGLEY-LANDES

En se basant sur la relation de RICE (I.6), BEGLEY et LANDES (Begley, 1972) ont proposé une méthode expérimentale pour déterminer J (SANZ). Cette méthode nécessite l'utilisation de n éprouvettes présentant des fissures de profondeurs croissantes a_i (figure I.14).

Pour différents déplacements b_j , les énergies stockées par unité d'épaisseur (U/B) sont représentées par l'aire sur la courbe charge-déplacement. On trace les courbes U/B(a_i, b_j) en fonction de a_i . Pour chaque valeur de b_j , la valeur de J est l'inverse de la pente de sa courbe :

$$J = -\frac{1}{B} \frac{dU_p}{da} \quad (I.7)$$

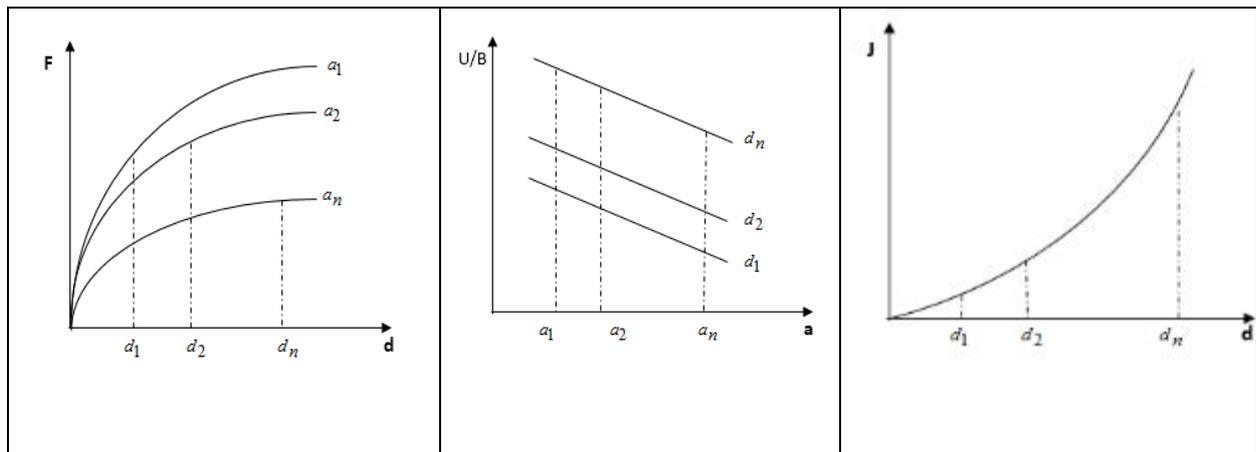


Figure I.14 : Détermination expérimentale de la courbe $J=f(d)$ selon la méthode BEGLEY et LANDES (Begley, 1972)

Dans cette approche BEGLEY et LANDES (Begley, 1972) ont proposé une méthode pour déterminer la valeur de l'intégrale critique en se basant sur les valeurs de déplacement critique d_c . Ils ont trouvé que les valeurs de J_{Ic} se dispersent puisque les valeurs de d_c varient d'une entaille à une autre. En plus, cette méthode nécessite un nombre important d'éprouvettes. Pour cette raison, la méthode est peu utilisée.

9.1.2.2 Méthode des fissures profondes

Cette méthode de détermination de l'intégrale critique est plus économique comparée à la méthode de BEGLEY et LANDES. Elle ne nécessite qu'une seule éprouvette (Neale, 1995) et (Smith, 1992). Cette technique est basée sur la courbe charge-déplacement. J est proportionnelle au travail dissipé U et a comme expression :

$$J = \eta \frac{U}{B(W - a_0)} \quad (\text{I.8})$$

Avec a_0 la longueur initiale de fissure de l'éprouvette, W sa largeur, B son l'épaisseur et η le coefficient adimensionnel dépendant de $\frac{a_0}{W}$ et du type d'éprouvette (D6068, 2010); l'expression de η est (Clarke, 1979).

- $\eta = 2$ pour une éprouvette SENB
- $\eta = 2 + 0.522 \left(1 - \frac{a}{W} \right)$ pour une éprouvette CT

L'intégrale J est définie comme étant la différence entre la composante totale et la composante élastique.

$$J = J_T - J_e \quad (\text{I.9})$$

La composante élastique J_e est identique au taux de restitution d'énergie G :

$$J_e = G = \frac{(1 - \nu^2)}{E} K^2 \quad (\text{I.10})$$

K est le Facteur d'Intensité de Contraintes, E le module d'Young et ν le coefficient de poisson. L'énergie présentée dans l'équation (I.9) s'écrit sous la forme $U = U_T - U_i$, où U_T est l'énergie totale correspondante à l'aire située sous la courbe force/déplacement (figure I.16). U_i l'énergie d'indentation déterminée à partir d'un essai de traction sur un éprouvette non entaillée (figure I.15).

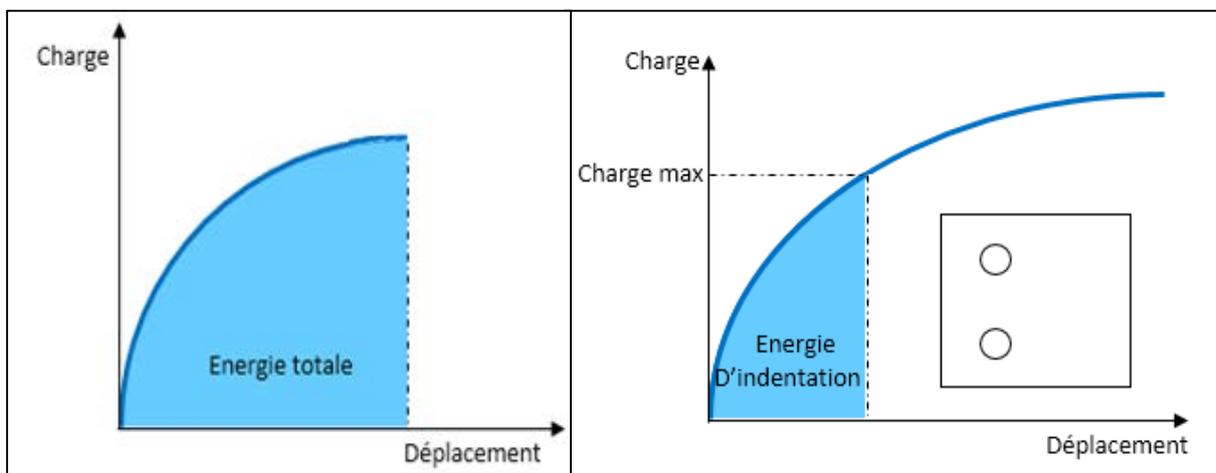


Figure I.16 : Energie totale

Figure I.15 : Energie d'indentation

9.1.3 Approche de détermination de l'intégrale J critique

Deux approches sont utilisées pour déterminer la valeur critique de l'intégrale J à partir des courbes décrivant les conditions énergétiques requises par une avancée supplémentaire de la fissure :

9.1.3.1 Première approche

Lors de l'application d'un chargement sur des éprouvettes, la pointe de fissure subit une déformation plastique importante. La taille du défaut augmente sans que la déchirure proprement dite ne soit amorcée. Il y a alors émoussement en fond de fissure. Lors de cet émoussement, J suit une loi de type : $J = \alpha \Delta a$; avec α constante dépendant des caractéristiques de traction du matériau (**Lecorre, 2006**). Selon BEA VER, $\alpha = 2\sigma_y$ (**Bea Ver, 1987**). σ_y est la contrainte seuil d'écoulement. Elle est calculée comme la moyenne de la limite d'élasticité R_e et de la contrainte maximale R_m .

L'instant de démarrage de la propagation est difficile à déterminer expérimentalement, la norme ASTM E 813 (GFR, 1986) préconise de prendre, pour valeur de J à l'amorçage, la valeur obtenue par l'intersection de la courbe J-R et la droite d'émoussement décalée de 0.2 mm, notée $J_{0.2}$.

9.1.3.2 Deuxième approche

Une deuxième approche pour déterminer la valeur critique de l'intégrale à partir de la courbe J-R, est étudiée par Pluinage en 1989 (Pluinage, 1989). Cette approche prévoit que dans le cas d'un matériau ductile, la courbe expérimentale exprimant la variation du paramètre J en fonction de l'avancée de la fissure Δa , suit deux fonctions linéaires (figure I.17). La première caractérise l'émoussement de la fissure au cours du chargement d'équation $J = 2\sigma_y \Delta a$, où la valeur du paramètre énergétique J augmente très rapidement. La seconde, où J augmente lentement, représente la croissance stable de la fissure. L'intersection entre ces deux droites décrit le moment de propagation de la fissure (la ténacité).

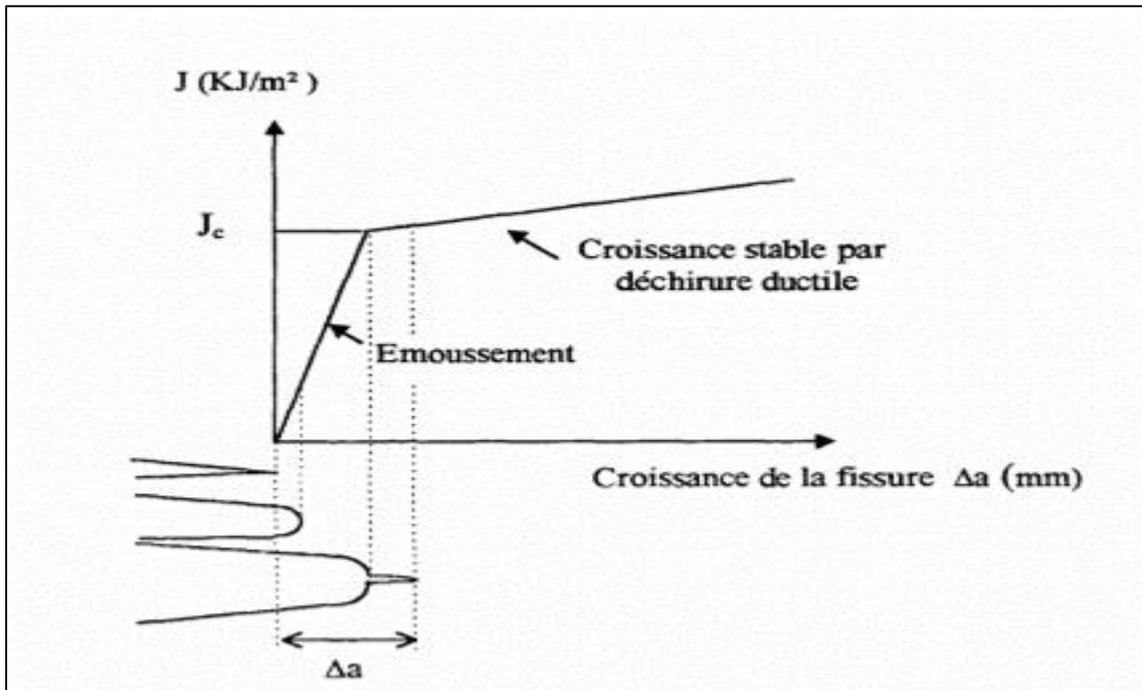


Figure I.17 : Schématisation du processus de propagation de fissure ductile (Pluvinage, 1989)

9.1.4 Méthodes de mesure de l'émoussement et de la croissance de fissure

Les méthodes de mesure de l'émoussement et de croissance de la fissure peuvent être classées en deux grandes catégories :

- méthode directe (méthode du chargement interrompu)
- méthode indirecte (méthode de complaisance, méthode électrique)

9.1.4.1 Méthode du chargement interrompu

La méthode du chargement interrompu a été développée par BEGLEY et LANDES. Elle nécessite plusieurs éprouvettes du même type (CT ou SENB) et ayant la même pré-fissure. Ces éprouvettes sont mises en charge en conditions quasi-statiques pour obtenir différentes valeurs de déplacement de fissures.

A partir de l'aire sous la courbe «force-déplacement», pour chaque éprouvette (figure I.18), on détermine le travail dissipé. En se basant sur l'équation (I.7), nous déterminons les valeurs de l'intégrale J .

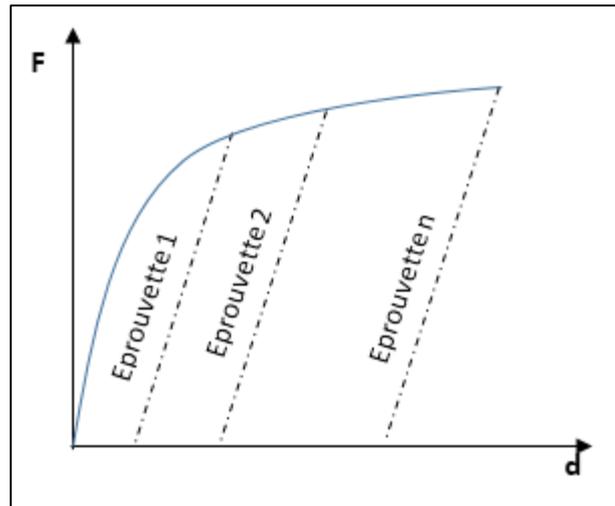


Figure I.18 : Principe de la méthode du chargement interrompu

Les éprouvettes sont oxydées à chaud pour marquer les différents stades d'accroissement de la fissure à très basse température puis rompues par fatigue, pour déterminer la longueur finale de la fissure (GFR, 1986). Les mesures sont réalisées, à partir de la ligne de chargement, sur neuf points répartis dans l'épaisseur de l'éprouvette (figure I.19).

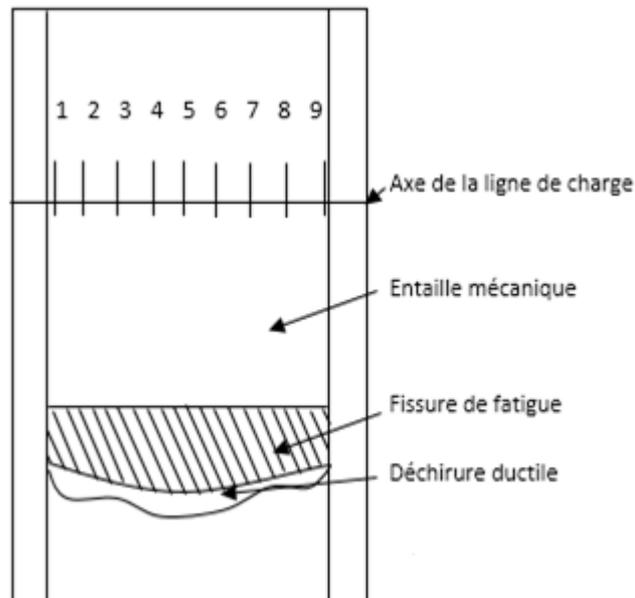


Figure I.19 : Mesures de la profondeur de la fissure

9.1.4.2 Méthode des décharges partielles

Cette méthode est basée sur une seule éprouvette, en effectuant, tout au long de l'essai, des décharges partielles d'environ 10%. Dans le cas d'une éprouvette CT, et à partir des droites correspondant aux déchargements partiels, la mesure des complaisances permet de calculer la longueur de la fissure en utilisant la relation suivante :

$$\frac{a}{W} = 1.000196 - 4.06319\mu + 11.242\mu^2 - 106.04\mu^3 + 464.335\mu^4 - 650.677\mu^5 \quad (I.11)$$

$$\text{Où } \mu = \frac{1}{\sqrt{EBC + 1}}$$

E est le module d'Young, B l'épaisseur de l'éprouvette et $C = \frac{\Delta d}{\Delta F}$ la complaisance (rapport de la variation du déplacement sur la variation de la charge correspondante).

La valeur de l'intégrale J, pour chaque déchargement de l'éprouvette, est déterminée en utilisant l'équation (I.7)

9.2 Déplacement en fond de fissure CTOD

Au cours des trois dernières décennies, le déplacement d'ouverture en pointe de fissure (*Crack Tip Opening Displacement* CTOD) ou, de manière équivalente, l'angle de l'ouverture de la fissure (*Crack Tip Opening Angle* CTOA), est devenu un critère de rupture fiable et pratique. Cette procédure calcule l'ouverture en pointe d'une fissure, chargée en mode I, qui se propage le long d'une direction fixe correspondant à l'axe de la fissure initiale (figure I.20).

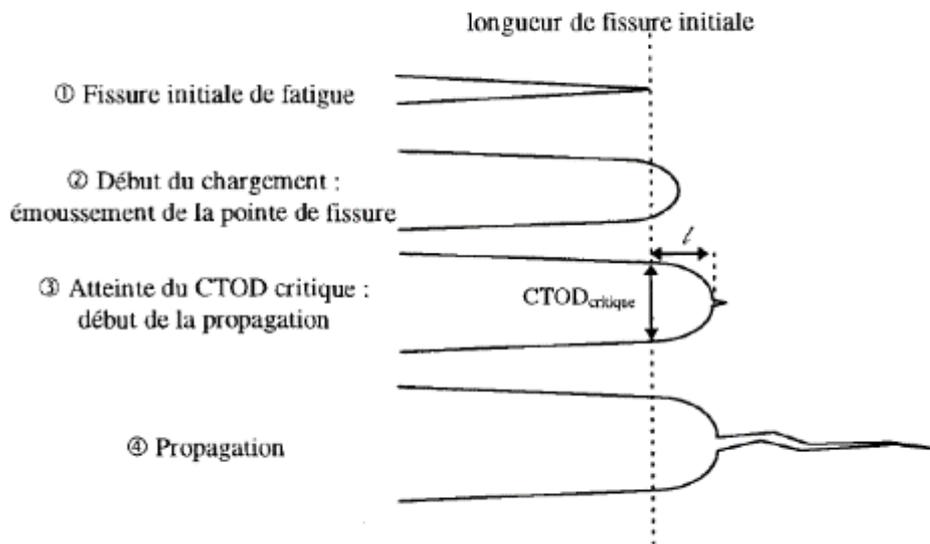


Figure I.20 : Amorcage de la fissure (Kolednik & Sttiwe, 1985)

9.2.1 Définition du déplacement en fond de fissure

Dans une étude sur la ténacité des matériaux ductiles, Wells (Wells, 1961) a constaté que la déformation en pointe de fissure est d'autant plus importante que le matériau est tenace. Il existe plusieurs définitions du CTOD. Les plus connues sont :

- Le déplacement du point d'intersection d'un sommet de 90° : le CTOD est défini à partir de l'intersection du faciès déformé et des droites à 45° du plan de symétrie (Rice, 1968). Cette définition est représentée sur la figure I.21.a.

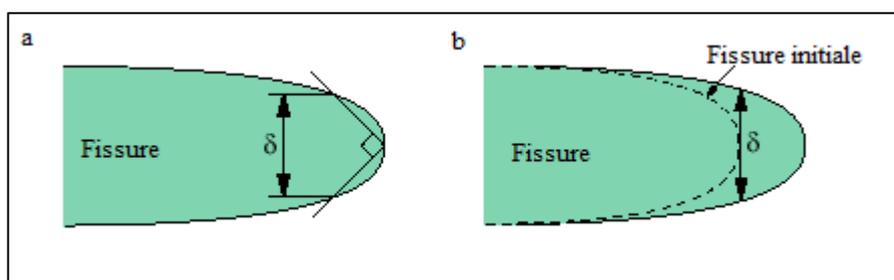


Figure I.21 : Définition de CTOD

- Déplacement d'ouverture de la pointe de la fissure : c'est la définition la plus rencontrée dans la littérature du CTOD. En ne tenant pas compte des travaux de Rice, le CTOD est mesuré au niveau de la position initiale de la pointe de fissure (figure I.21.b).

9.2.2 Définition d'un critère à partir de la profondeur d'éroussement (SZW)

La profondeur de la zone d'éroussement ('*Stretched Zone Width*' ou SZW) (figure I.22) est l'intérêt de plusieurs travaux expérimentaux, pour définir une ténacité à l'amorçage.

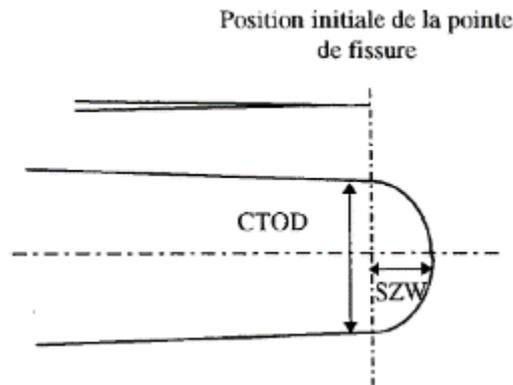


Figure I.22 : Autre définition du CTOD

Broek (Broek, 1974) a montré, par analyse stéréoscopique, que la profondeur de la zone d'éroussement est différente de la demi-CTOD, c'est-à-dire que la définition du déplacement en fond de fissure est fautive. En plus, Krasowsky et al. (Krasowsky A. J., 1981) ont montré que le rapport (CTOD/SZW) n'est pas constant. Il dépend de l'état de contraintes en pointe de fissure.

La profondeur de la zone d'éroussement SZW paraît intéressante. Cette grandeur apparaît sur la courbe J-Aa, étant assimilée à une extension de fissure par les dispositifs expérimentaux de mesure d'avancée de fissure. Dans la littérature, deux approches sont proposées :

- Première approche : en se basant sur la relation linéaire entre J et CTOD et en utilisant une valeur constante du rapport (CTOD/SZW), Kolednik et al. (Kolednik O. ,, 1987) ont proposé une relation linéaire entre SZW et J, c'est la droite d'éroussement. Mais puisque cette relation dépend des propriétés du matériau et de l'état de contraintes, on ne peut pas compter sur cette méthode.
- Seconde approche : cette méthode est basée sur la mesure directe de la profondeur de la zone d'éroussement SZW et de la placer sur la courbe J- Δa . La ténacité à l'amorçage est donc donnée par la valeur de J correspondant à une propagation égale à la SZW. Cette grandeur est notée J_i .

A côté de la mécanique de la rupture, le dimensionnement et la protection des canalisations d'eau sont basés également sur la mécanique des fluides. Le polyéthylène à haute densité est un matériau composite, dont la microstructure est composée de deux phases : amorphe et cristalline. L'étude de l'endommagement des conduites, dans l'alimentation d'eau potable, est

très complexe. Une des causes de ruptures dans les canalisations d'eau potable est la surpression causée par le coup de bélier.

10 Interaction fluide-structure IFS

Les phénomènes d'interaction fluide-structure sont présents dans de nombreux secteurs d'ingénierie moderne. De Langre (Langre, 2001) décrit l'interaction fluide-structure comme l'échange d'énergie mécanique entre un fluide et une structure. Il est dû à l'accélération des particules du fluide au voisinage de la structure. On parle donc d'interaction fluide-structure dès que l'étude des problèmes couplant la dynamique d'un fluide et la dynamique d'une structure ne peut se traiter par le fluide et le solide séparément. Le fluide, caractérisé par son champ de vitesse et de pression, exerce des forces aérodynamiques (forces de pression) sur la surface du solide qui se déplace et/ou se déforme.

Trois mécanismes de couplage fluide-structure peuvent être distingués (Tijsseling, 1993) : le couplage de frottement, le couplage de Poisson et le couplage de jonctions (figure I.23).

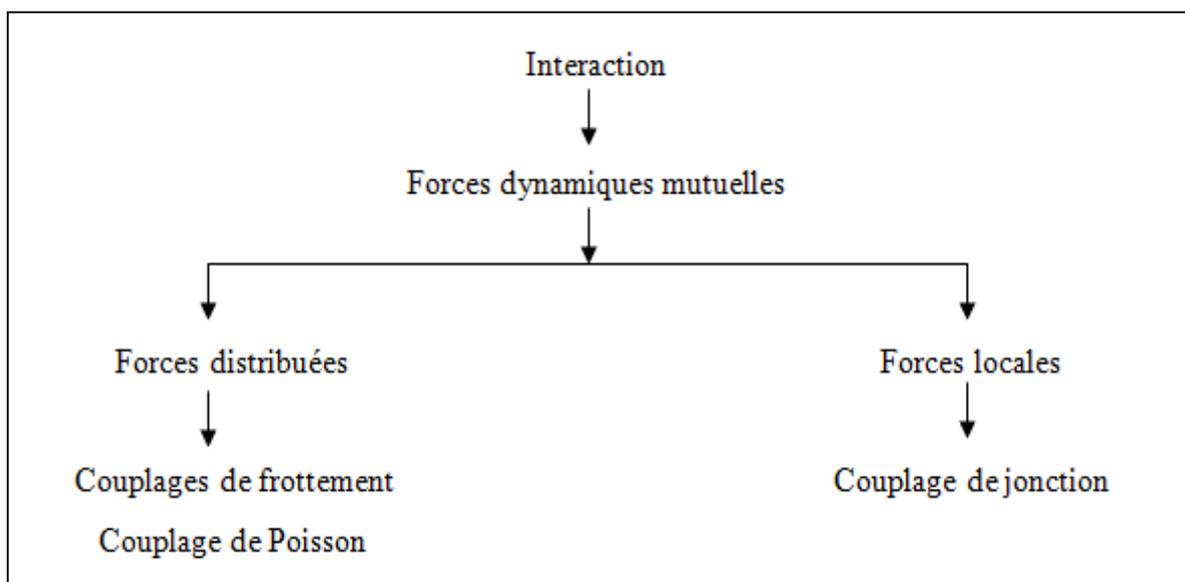


Figure I.23 : Diagramme des forces provoquant une interaction fluide-structure (Lavooij, 1991)

Les couplages de frottement et de Poisson agissent sur toute la conduite par des forces distribuées suite à une variation de pression. Le couplage de frottement représente le frottement mutuel ou la contrainte de cisaillement entre le liquide et la paroi de la conduite (Prado, 2002).

Le couplage de Poisson, le plus important, relie la pression du liquide aux contraintes axiales dans la conduite par l'intermédiaire de la déformation radiale de la paroi de la conduite (contraction et dilatation). Il est appelé 'Poisson' en relation avec son coefficient de contraction, et est associé à la déformation circonférentielle de la conduite.

Par contre, le couplage de jonction agit en des sections bien spécifiées du système de conduites telles que vannes, coudes et tés non supportés (Hatfield F.J., 1982) et (Wiggert D.C., 1985). Ces interactions sont modélisées par des forces dites locales. Elles provoquent un mouvement structurel considéré comme une action de pompage. Ce mouvement génère des ondes de pression dans le fluide. Dans la plupart des cas, le couplage de jonction est dominant par rapport aux autres effets. Pour cela, nous avons donné dans cette thèse une place très importante à l'effet du phénomène de coup de bélier avec prise en compte de l'interaction fluide-structure dans les conduites coudées.

11 Effet de l'interaction fluide-structure sur la surpression dûe au coup de bélier

Les effets des interactions fluide-structures ont des conséquences très variables selon le domaine d'application. Depuis plus d'un siècle, nombreuses ont été les études théoriques et expérimentales portant sur les écoulements transitoires en conduites. Du point de vue pratique et industriel, on s'est surtout intéressé à l'estimation des pressions provoquées par le phénomène dit de coup de bélier, au nom suffisamment évocateur des dommages possibles sur les canalisations et le matériel hydraulique.

Dès les années 80, de nombreux auteurs démontrent l'insuffisance de ce seul paramètre pour décrire les mécanismes de rupture. En 1993, Heinsbroek (Heinsbroek A. G., 1993) a montré que les calculs classiques et non couplés rendent les résultats peu fiables. Les amplitudes de pression et les fréquences en fonction de la rigidité du même système ont été étudiées numériquement par Heinsbroek et Tijsseling (Heinsbroek A. G., 1994) (figure I.24).

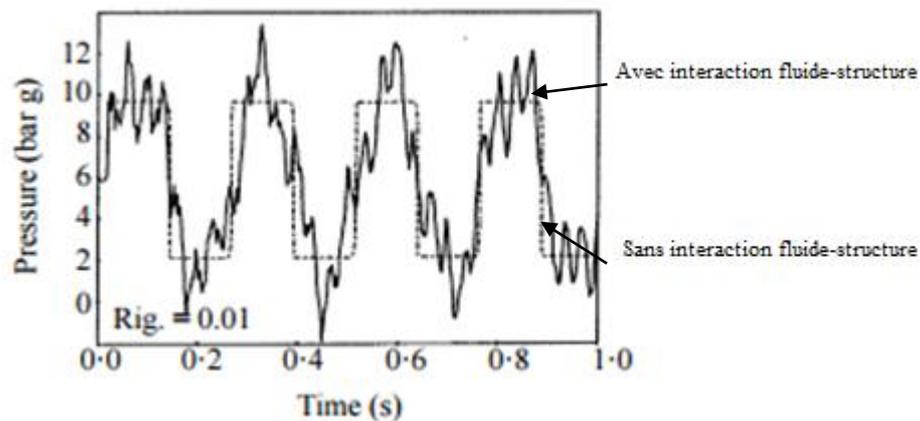


Figure I.24 : Variation de pression suite à un coup de bélier

Tous ces phénomènes sont dits couplés. Le comportement du fluide dépend de la structure. Guidara, en 2016 (Guidara, 2016), a montré que le comportement viscoélastique du PE100 joue un rôle primordial pour amortir les variations brusques de pression et minimiser les perturbations.

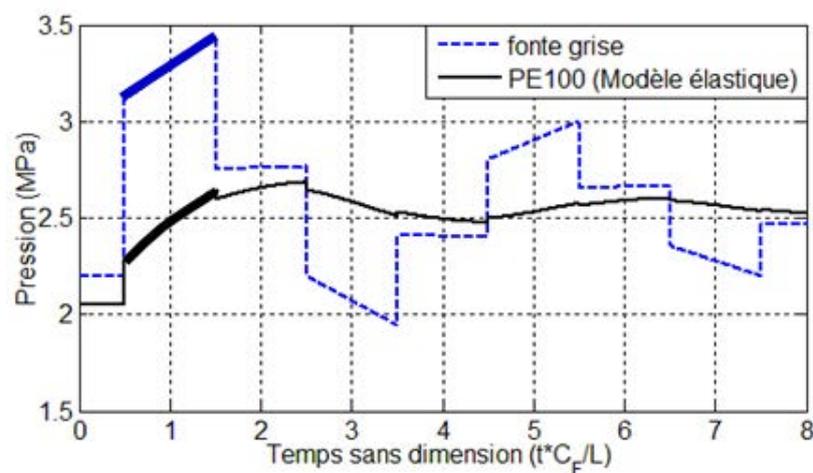


Figure I.25 : Variation de pression au milieu de la conduite (Guidara, 2016)

Il a montré également que les valeurs des surpressions dans une conduite en PE100 sont diminuées de 50% par rapport à la fonte grise (figure I.25).

12 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une étude bibliographique traitant les réseaux d'adduction d'eau potable en polyéthylène à haute densité. Nous avons décrit la structure et la morphologie à différentes échelles du PEHD. Ce matériau présente une structure sphérolitique constituée de lamelles cristallines séparées par une phase amorphe. Ce matériau est considéré comme un matériau visco-élastoplastique. Sa résistance à la rupture ou sa ténacité est évalué

par deux approches de mécanique de rupture. La première approche est étudiée par Rice en 1968. Elle consiste à proposer des paramètres caractérisant l'amorçage et la propagation de fissure. La deuxième approche, Wells en 1963, est utilisée lorsqu'une déformation plastique se produit avant défaillance. Ces deux approches ont pour objectif de décrire les conditions à l'extrémité d'une fissure possédant la capacité d'être appliquée comme critère de rupture.

Nous nous sommes intéressés aux efforts qui s'appliquent sur un réseau d'addition d'eau potable et qui provoquent la rupture. Pour cela, la deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la mécanique des fluides en écoulement transitoire, tout en tenant compte de l'interaction fluide-structure.

Nous avons commencé notre étude par la détermination des caractéristiques des conduites coudées en polyéthylène haute densité, c'est le but du deuxième chapitre.

Chapitre II : Etude expérimentale

1 Introduction

Ce chapitre est dédié à l'étude expérimentale de l'influence d'un défaut sur la pression d'éclatement d'une conduite coudée en polyéthylène haute densité.

La première partie est consacrée à la caractérisation du matériau pour déterminer sa loi de comportement en se basant sur des essais de traction. Les éprouvettes utilisées sont prélevées sur une conduite coudée.

Une seconde partie est dédiée à l'étude de l'extension d'une fissure en s'appuyant sur des essais sur éprouvettes de tension compacte CT. Les éprouvettes sont prélevées sur une plaque en PEHD dans trois directions différentes pour mettre en évidence une éventuelle anisotropie de notre matériau.

Nous concluons par des essais d'éclatements, en présence d'un défaut de type entaille, sur des conduites coudées à 90°. A chaque fois, lors de ces essais, nous varions l'emplacement ou la profondeur du défaut.

Le matériau utilisé est un polyéthylène haute densité, PEHD PE100, produit par la société API PLASTIQUE.

2 Loi de comportement

L'essai de traction détermine les caractéristiques mécaniques fondamentales des matériaux : limite d'élasticité, contrainte à rupture, allongement à rupture, module de Young, coefficient de Poisson.

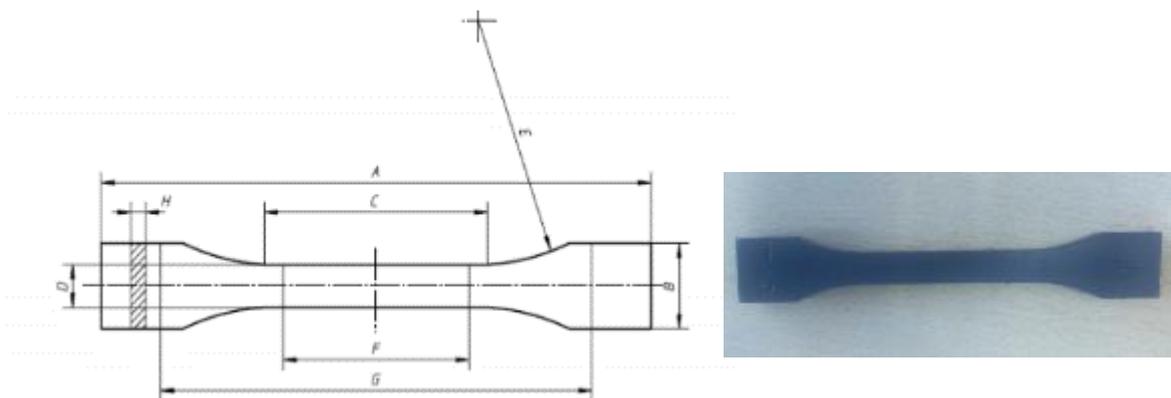


Figure II.1 : Géométrie de l'éprouvette

2.1 Préparation des éprouvettes

Afin de déterminer les caractéristiques mécaniques du PEHD, nous réalisons des essais de traction à température ambiante. En respectant la norme ISO 6259 (6259-3, 2015), nous prélevons des éprouvettes dans le tube coudé. Le tableau II.1 présente les dimensions des éprouvettes.

Symbole	Description	Dimensions (mm)
A	Longueur totale	150
B	Largeur de tête	20±0.2
C	Longueur Calibrée	60±0.5
D	Largeur utile	10±0.2
E	Rayon de courbure	60±0.5
F	Longueur de la jauge	50±0.5
G	Distance initiale entre les têtes	115±1.0
h	Epaisseur	8±0.2

Tableau II.1 : Dimensions des éprouvettes de traction

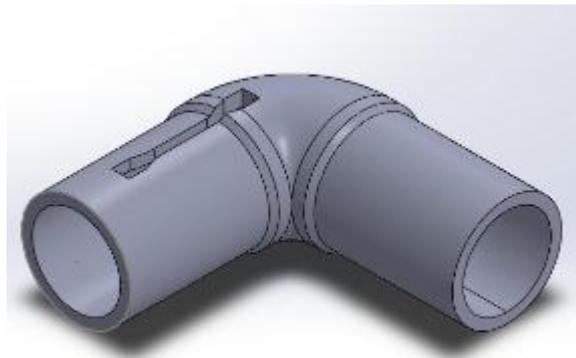


Figure II.2 : Prélèvement des éprouvettes à partir du coude

Le PEHD utilisé a été livré sous forme de coude moulé (figure II.2) de 12mm d'épaisseur et de rayon extérieur 125mm. Les éprouvettes de traction sont usinées en deux étapes :

- Découpage avec jet d'eau pour obtenir la forme de l'éprouvette (figure.II.4).
- surfaçage par fraiseuse pour atteindre l'épaisseur souhaitée.

Pour avoir une étude complète du comportement et étudier l'anisotropie éventuelle du PEHD, une deuxième série d'éprouvettes de traction est usinée à partir d'une plaque extrudée, selon différentes directions ($\alpha=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$) par rapport à la direction d'extrusion (figure II.5). Ces éprouvettes sont usinées par découpage jet d'eau avec un débit d'abrasif de 15kg/h et une vitesse d'avance de 500mm/mn.



Figure II.3 : Machine de traction "Zwick Z 250"



Figure II.4 : Machine jet d'eau

Les résultats de sollicitation uniaxiale seront présentés en fonction de la direction du prélèvement dans le plan de la plaque.

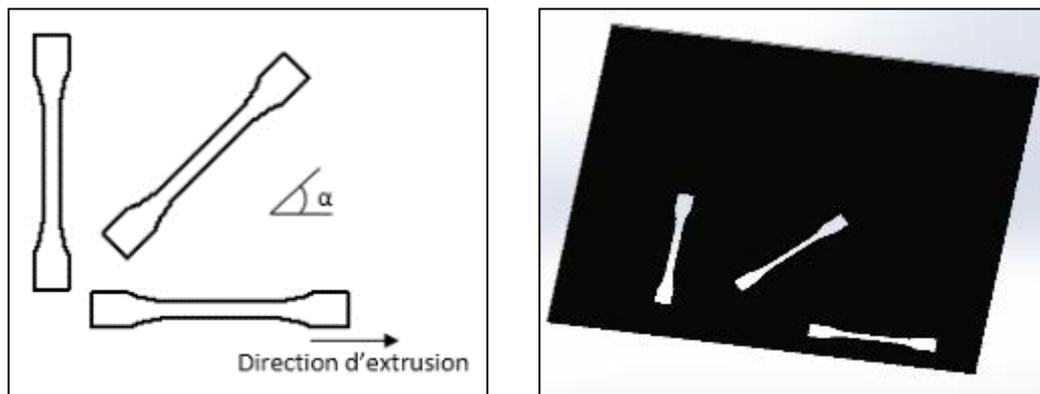


Figure II.5 : Direction du prélèvement des éprouvettes

2.2 Protocole expérimental

Les éprouvettes de traction sont placées entre deux mors de la machine puis étirées jusqu'à rupture. L'allongement augmente uniformément. La déformation de l'éprouvette est mesurée durant l'essai par un extensomètre universel (figure II.6) à haute résolution « MakroXtens II ».

La machine utilisée, pour ces différents essais, est une machine universelle Zwick Z250 (figure.II.3). Sa vitesse varie entre 0.0005 et 3000 mm/min. Cette machine est proposée pour des charges jusqu'à 250KN. Elle peut être pilotée en force ou en déplacement. Les paramètres

de la machine changent selon le logiciel de pilotage. Trois vitesses de déformations différentes 10^{-3} , 5.10^{-3} , 10^{-2} sont choisies.

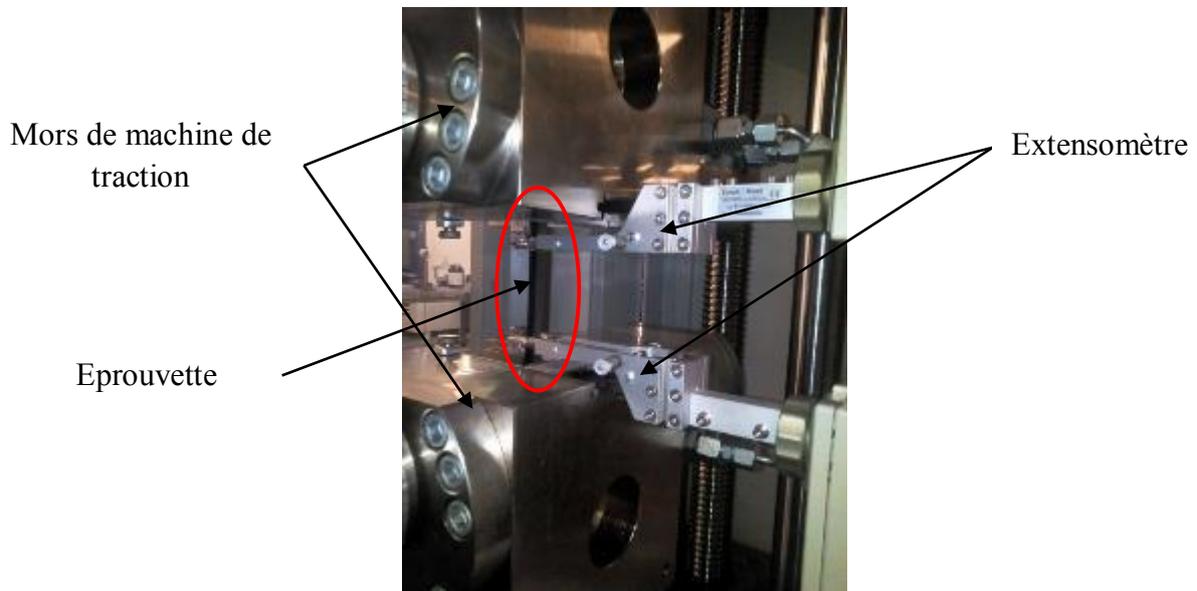


Figure II.6 : Extensomètre

Afin de tenir compte de la dispersion des résultats, trois essais de traction, sur la première série d'éprouvettes usinées à partir d'un coude moulé, ont été réalisés pour chaque vitesse de déformations sur des échantillons en PE100.

2.3 Résultats et discussion

Les essais de traction donnent les courbes de la contrainte en fonction de la déformation du PEHD PE100 (figure II.7).

Les caractéristiques mécaniques obtenues à partir des 3 essais de traction sur des éprouvettes usinées à partir d'un coude moulé sont résumées dans le tableau II.2.

Vitesse (s^{-1})	Module d'Young E (MPa)	Limite d'élasticité Re (MPa)	Contrainte maximale Rm (MPa)
10^{-2}	1520.2	23.5	25.85
5.10^{-3}	1458.6	22	24.92
10^{-3}	1346.4	17.5	22.08

Tableau II.2 : Caractéristiques mécaniques du PEHD pour 3 vitesses

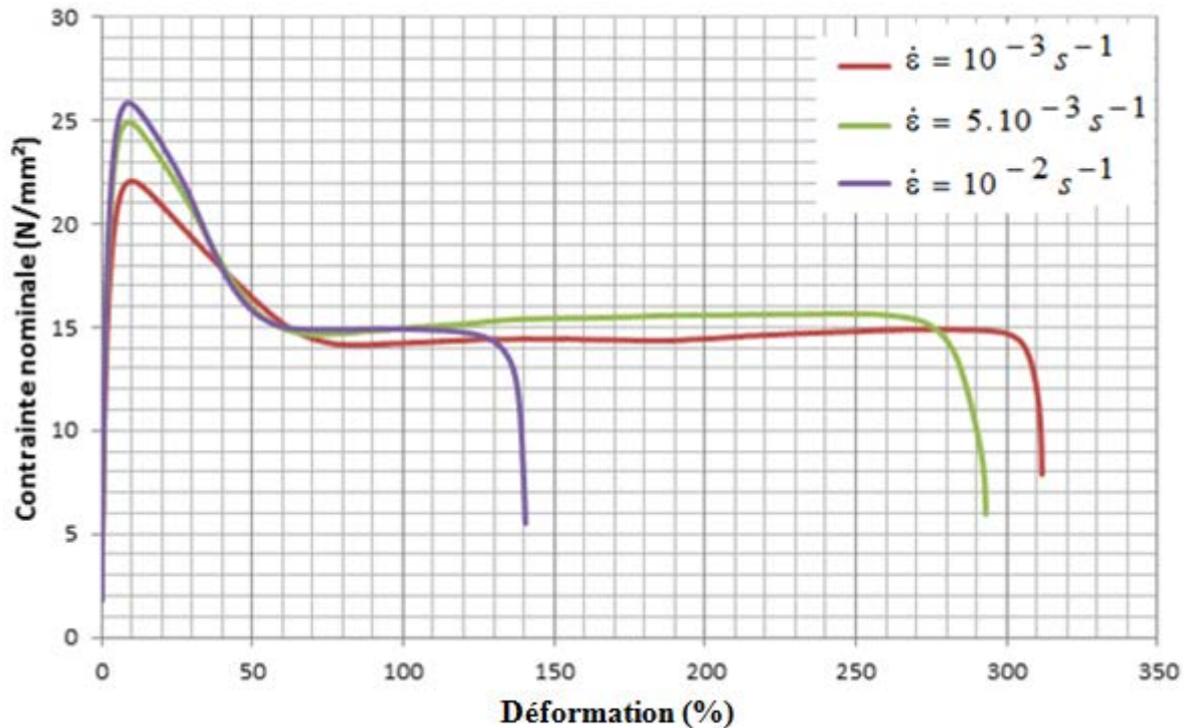


Figure II.7 : Courbes de traction pour différentes vitesses de déformations sur des éprouvettes moulées

La vitesse de sollicitation influence le comportement du matériau sur deux aspects :

- Le seuil du plateau viscoplastique diminue avec la vitesse de sollicitation.
- La limite à rupture diminue avec l'augmentation de la vitesse de sollicitation.

La figure II.8 regroupe tous les résultats en termes contrainte-déformation pour une vitesse de chargement égale à 10^{-3} , mais pour différentes orientations ($\alpha=0^\circ$; 45° ; 90°). On remarque bien que les trois courbes sont confondues, ce qui montre que l'angle d'orientation α ne présente aucun effet sur le comportement du PE100. A cause de la présence de micro-rayures sur l'éprouvette pendant l'usinage, une différence de 40% au niveau de l'allongement à rupture est remarquée sur la figure II.8, pour des éprouvettes d'angle d'orientation entre 0° et 90° .

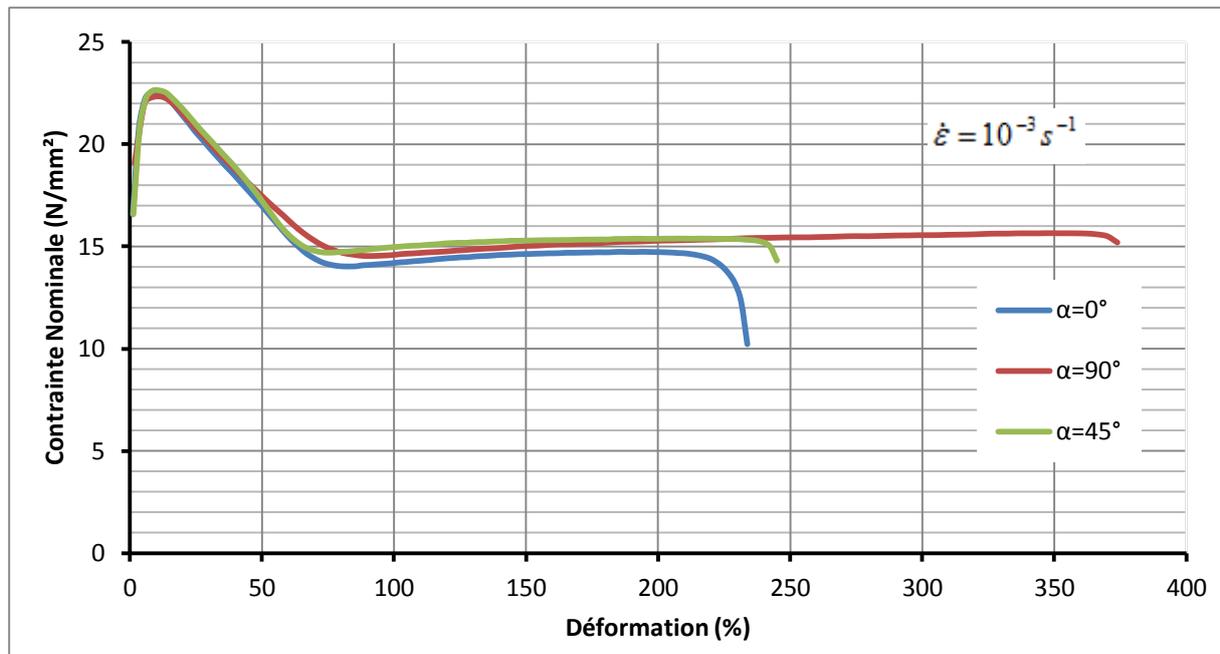


Figure II.8 : Courbes de traction pour différents angles

Pour une vitesse de chargement de 10^{-3} , nous comparons les résultats des essais de traction sur des éprouvettes usinées pour différents angles par rapport à la direction d'extrusion (figure II.8) et sur des éprouvettes usinées à partir d'un coude moulé (figure II.7). Nous trouvons un écart ne dépassant pas 3%. Nous concluons que le polyéthylène haute densité PE100 est un matériau isotrope, tableau II.2.

Un autre paramètre, très important dans la caractérisation d'un matériau, et qui représente la capacité d'un matériau à résister à la propagation d'une fissure, est la ténacité.

3 Résistance à la fissuration du PEHD

3.1 Objectif

L'amorçage des défauts dans les structures est analysé suivant le niveau de ductilité du matériau selon différents concepts.

Le premier concept est la mécanique linéaire élastique de la rupture basée sur le Facteur d'Intensité de Contraintes K et ne s'applique qu'au matériau à comportement élastique. Par contre le PEHD à un comportement visco-élasto-plastique, un deuxième concept a été développé, mécanique élasto-plastique de la rupture, qui prend en considération ce type de matériau et tous les matériaux ductiles en général.

Pour le polyéthylène haute densité, la détermination de la ténacité est basée sur le concept de la mécanique élasto-plastique de la rupture. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, et dans le but de décrire l'amorçage et la propagation d'une fissure suite à la présence d'un défaut (fissure, entaille), nous avons choisi l'approche de l'intégrale-J.

Pour une propagation de fissure lente et stable en mode I, en état de déformations planes dans un matériau élasto-plastique, les normes ASTM E1820 (E1820, 2003) et ASTM D6068 (D6068, 2010) déterminent les courbes décrivant les conditions énergétiques requises pour une propagation supplémentaire de la fissure après amorçage et celle de l'ouverture en pointe d'une fissure ou CTOD en fonction de l'avancement de fissure. A partir de ces courbes, nous déterminons la valeur critique de l'intégrale J, notée J_{Ic} .

3.2 Préparation des éprouvettes

Vu la difficulté d'usiner des éprouvettes à partir d'une conduite coudée, nous avons usiné des plaques PE100 d'épaisseur 8mm. Les dimensions des éprouvettes sont déterminées en respectant la norme ASTM E1820 (E1820, 2003). Pour avoir une étude complète sur ce matériau, nous avons usiné des éprouvettes à partir de plaques extrudées dans trois directions différentes ($\alpha = 0^\circ$, $\alpha = 45^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$) (figure II.9) par rapport à la direction d'extrusion. Tous les résultats seront présentés en fonction de la direction de prélèvement.

L'initiation de la fissure dépend du rayon du fond de la pré-entaille initiale. Plus la pré-entaille est fine, plus elle est semblable à la géométrie d'une fissure durant la propagation (Grégoire, 2007). Pour cela, une pré-fissure très fine de profondeur 4mm a été introduite au fond de l'entaille à l'aide d'une lame de cutter.

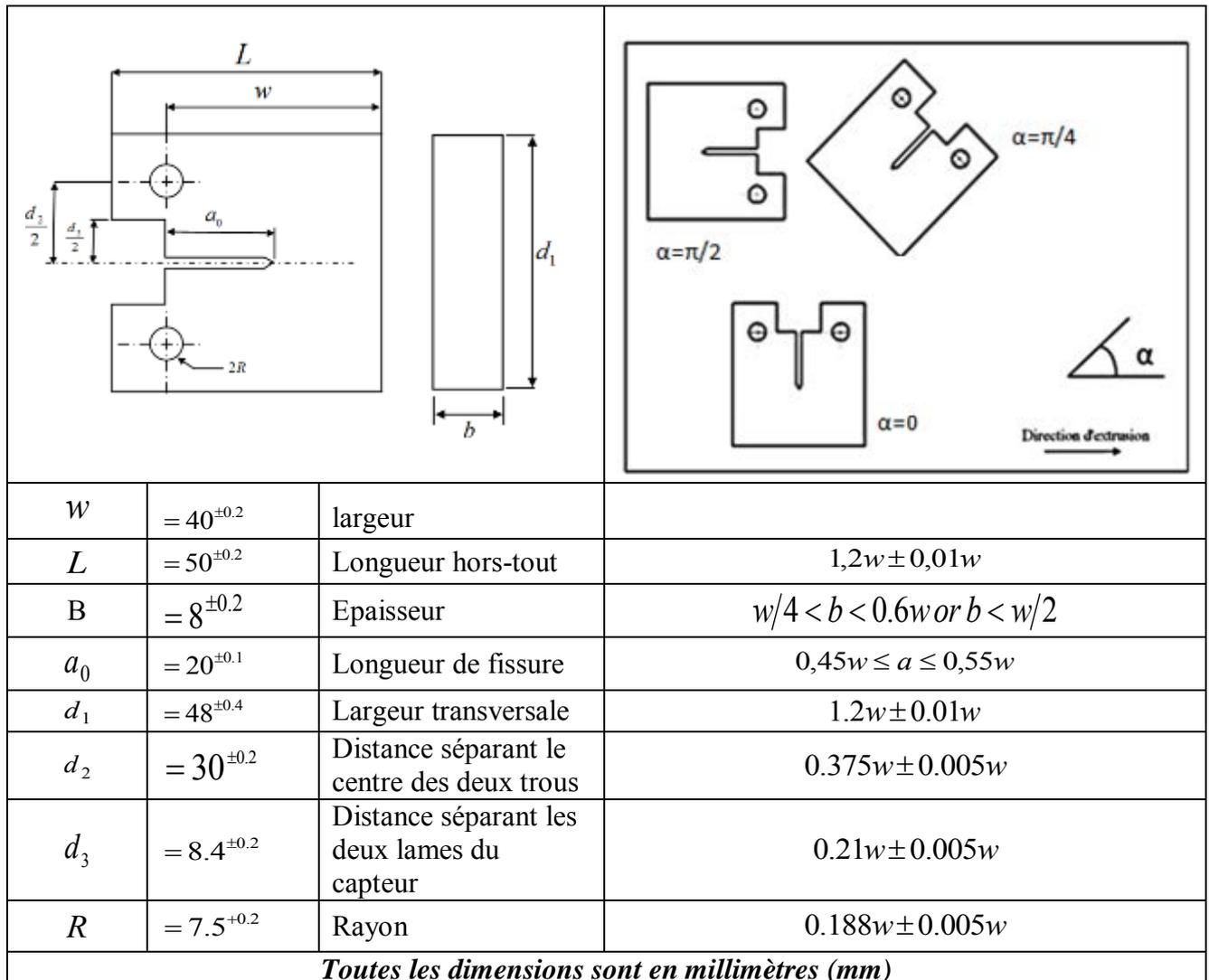


Figure II.9 : Éprouvette CT (Compact Tension)

3.3 Protocole d'essais de l'intégrale-J

Avec la même vitesse de déplacement fixée à 0.05mm/s et à température ambiante de 20°, des essais de traction sur des éprouvettes CT sont réalisés en imposant un déplacement transversal u . Ces essais sont réalisés sur une machine de traction/compression INSTRON (figure II.10). Le montage sur la machine et le déroulement de l'essai sont recommandés par la norme ASTM D6068.



Figure II.10 : Machine de traction/compression Instron

Pour chaque angle de prélèvement, les essais sont réalisés sur 7 éprouvettes avec différents niveaux de flèche ou d'ouverture. Chaque éprouvette conduit à la détermination de la courbe (force/déplacement). Nous obtenons un couple $(J, \Delta a)$ dans la courbe J-R.

3.3.1 Intégrale-J

L'intégrale J est calculée pour chaque échantillon en utilisant la relation II.1. L'énergie U est la différence entre l'énergie totale U_T correspondant à l'aire située sous la courbe force/déplacement (figure II.11, II.12, II.13) et l'énergie d'indentation U_i . Cette dernière est déterminée suite à un essai de traction réalisé sur une éprouvette CT non entaillée à une charge maximale supérieure de 10% à celle obtenue dans l'ensemble des essais précédents. Cette quantité d'énergie est dissipée par des phénomènes autres que la fissuration (figure II.14).

$$J = \eta \frac{U}{B(W - a_0)} \quad (\text{II.1})$$

Le facteur η est tel que (Clarke, 1979):

$$\eta = 2 + 0.522 \left(1 - \frac{a}{W} \right) \quad (\text{II.2})$$

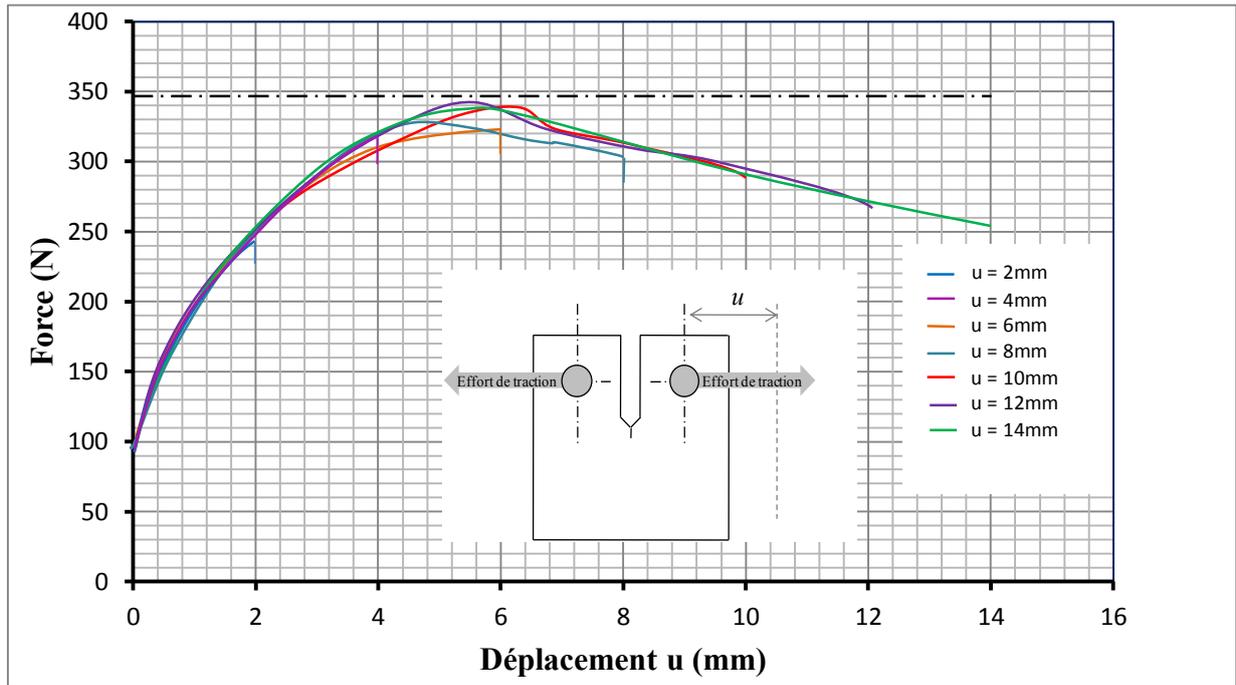


Figure II.11 : Courbe force/déplacement pour des éprouvettes 45°

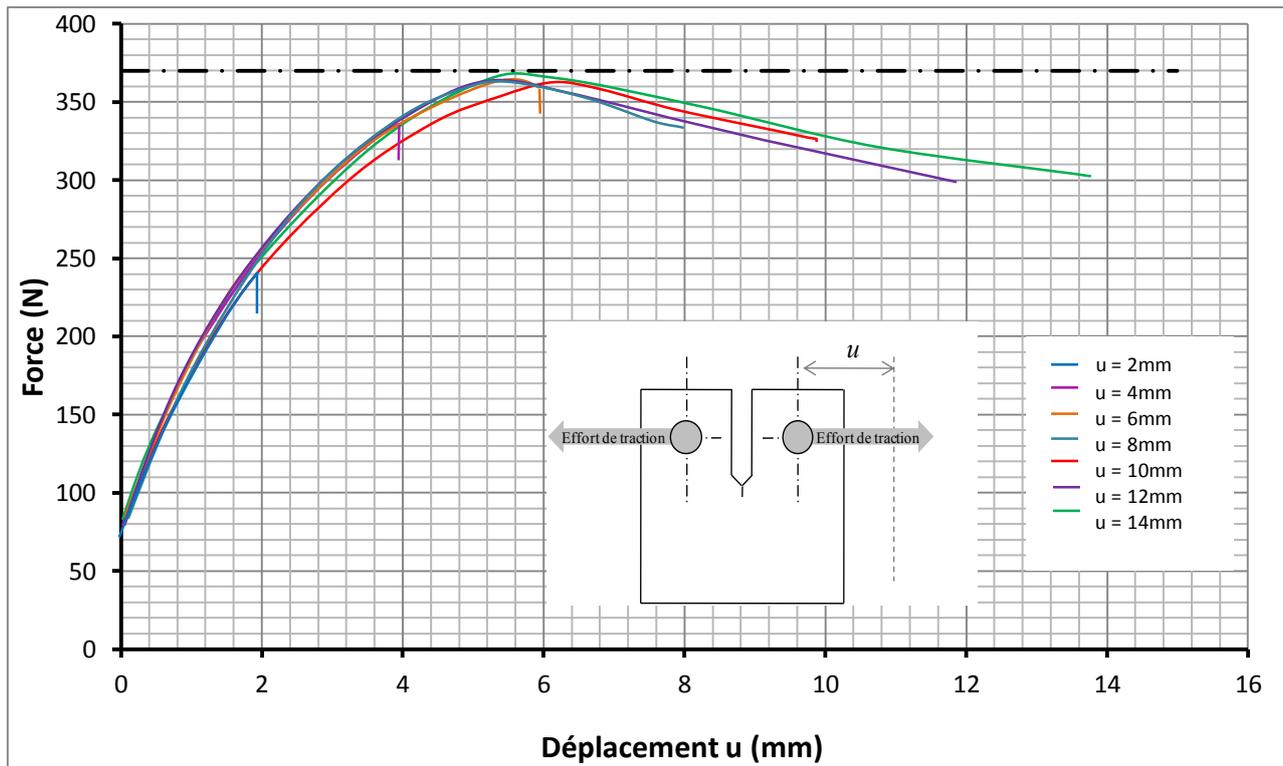


Figure II.12 : Courbes force/déplacement pour des éprouvettes 90°

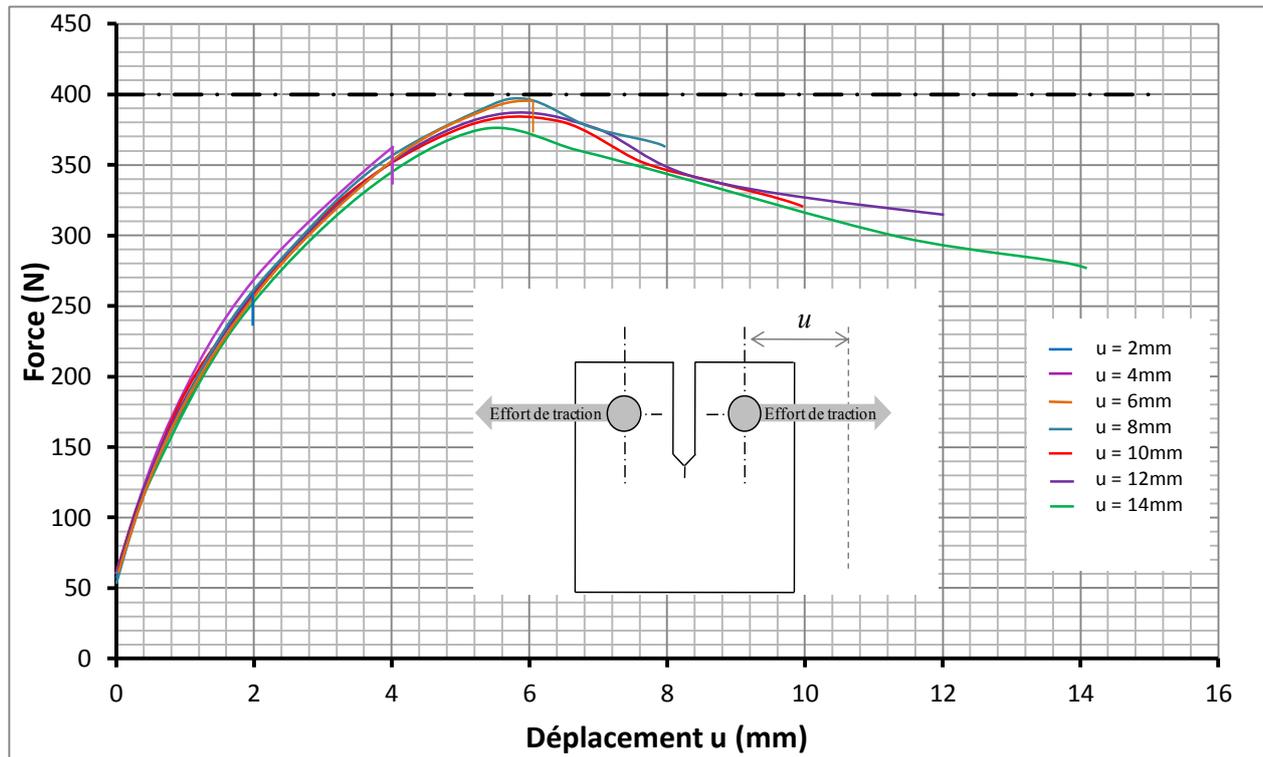


Figure II.13 : Courbes Force/Déplacement pour des éprouvettes 0°

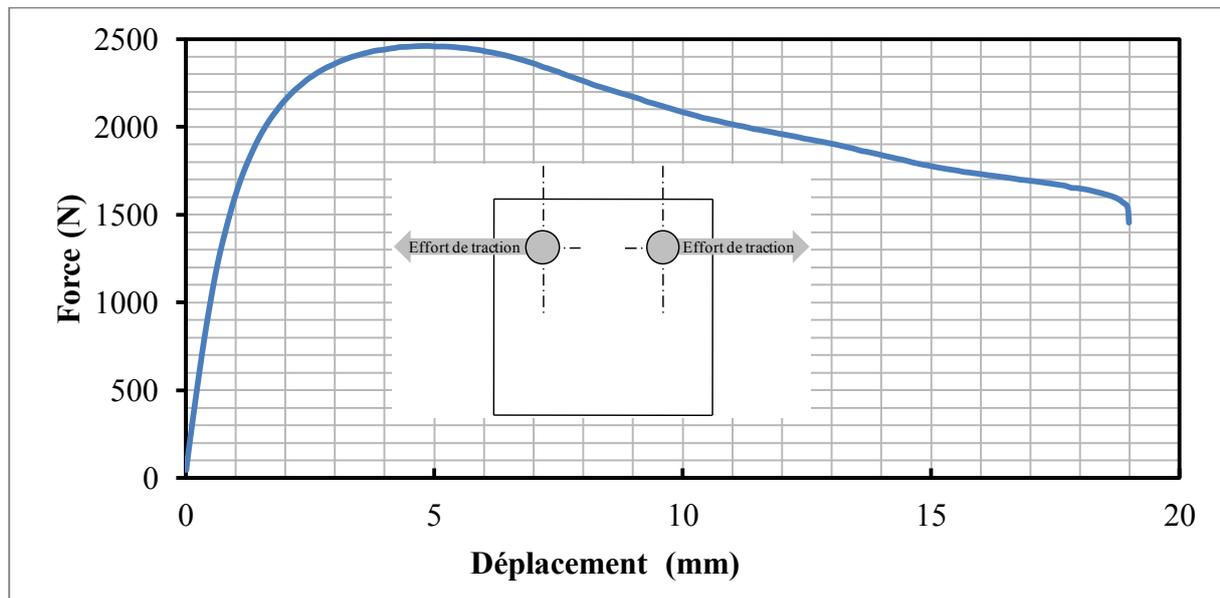


Figure II.14 : Courbes charge-déplacement obtenu suite à l'essai de traction sur une éprouvette CT non entaillée

Les figures II.11, II.12 et II.13 représentent les courbes force-déplacement résultantes des essais CT. Nous remarquons que la valeur de la charge maximale a été atteinte pour un déplacement au voisinage de 6mm et correspond à une chute de charge et à une propagation visible de fissure.

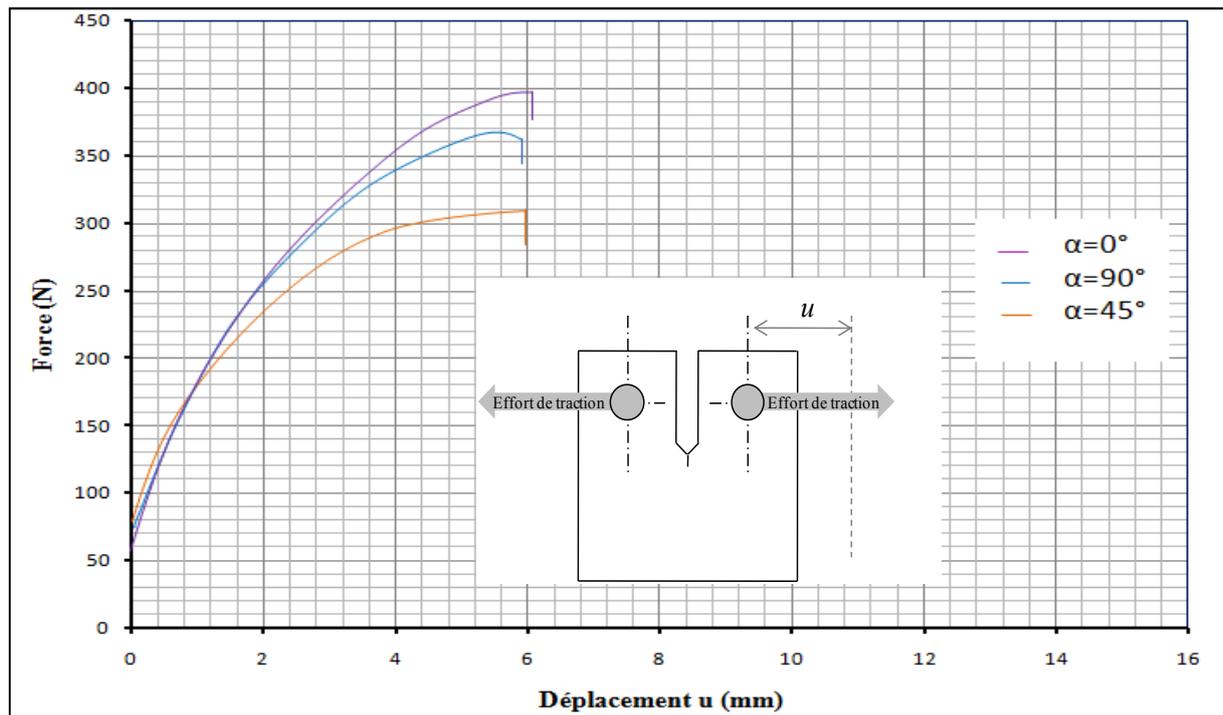


Figure II.15 : Courbes Force-déplacement pour un déplacement imposé de 6 mm

Pour un déplacement imposé de 6 mm, nous représentons sur la figure II.15 les courbes force-déplacement pour différents angles d'usinage des éprouvettes par rapport à la direction d'extrusion de la plaque. Nous constatons un comportement différent pour les directions d'usinage. Cette différence peut être expliquée par l'orientation des chaînes macromoléculaires (micro-fibrilles) qui identifie les propriétés du polymère. La fissure a plus de facilité de se propager selon le sens longitudinal que dans le sens transversal (figure II.16).

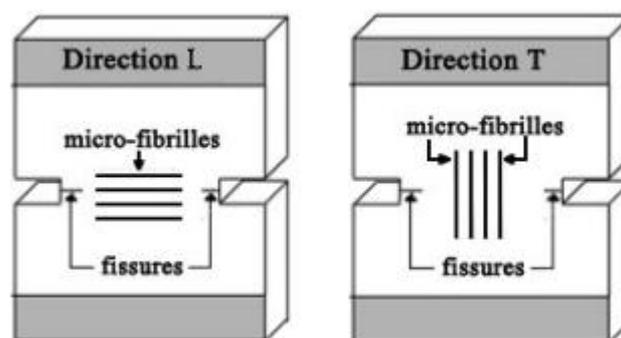


Figure II.16 : Direction des micro-fibrilles correspondant à la direction de sollicitation

3.3.2 Avancée de fissure Δa

La représentation de la courbe J-R nécessite un couple $(J, \Delta a)$. Pour distinguer l'avancée de fissure Δa des autres zones, une peinture jaune a été pulvérisée sur la fissure pour marquer

les deux faciès de ruptures au moment où l'essai se termine. Après séchage parfait de la peinture, nous poursuivons l'essai de traction à une vitesse rapide pour rompre l'éprouvette.

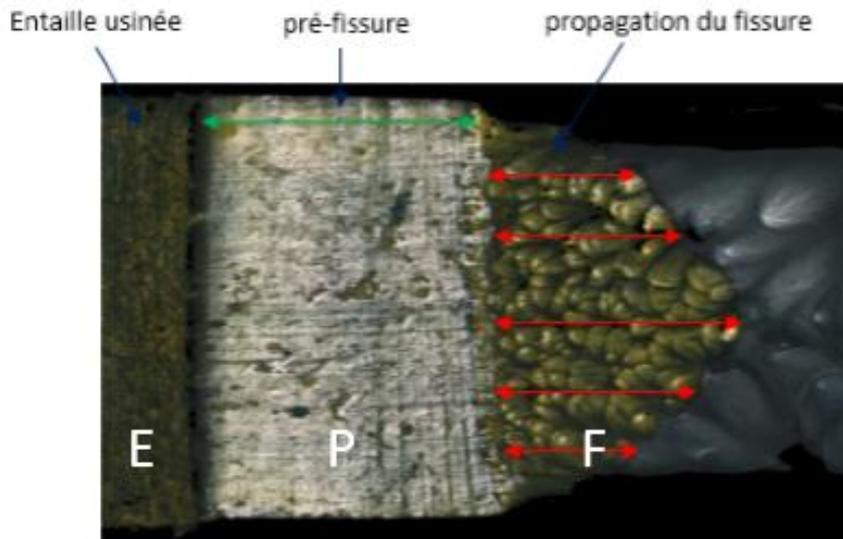


Figure II.17 : Faciès microscopique de rupture d'une éprouvette CT

Après observations sur un microscope optique 3D « ALICONA », nous distinguons facilement les zones. Sur la figure II.17 sont visibles l'entaille (E), la pré-fissure créée par une lame de cutter (P) et la propagation de fissure (F).

L'avancée de fissure Δa est la distance entre le front de la pré-fissure et le front de la fissure final, valeur moyenne des mesurés en cinq points équidistants (figure 17).

Les observations microscopiques des éprouvettes, d'angle 0° , 45° et 90° par rapport au sens d'extrusion, en fonction des déplacements imposés sont représentées dans les tableaux II.3, II.4 et II.5.

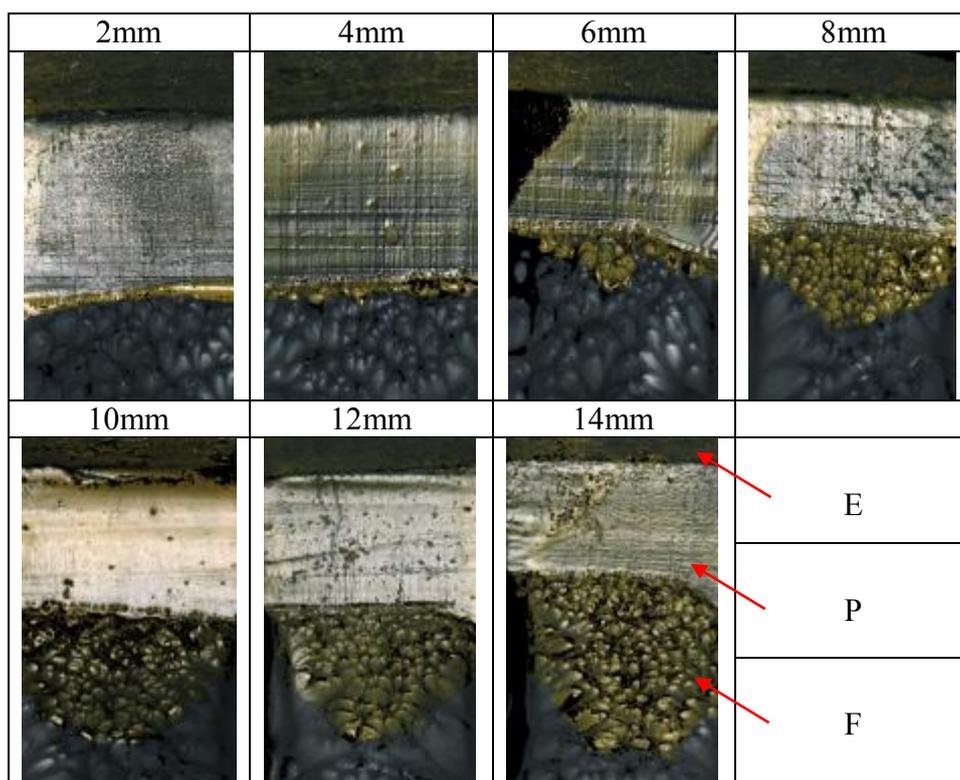


Tableau II.3 : Avancée de fissure pour des éprouvettes 0°

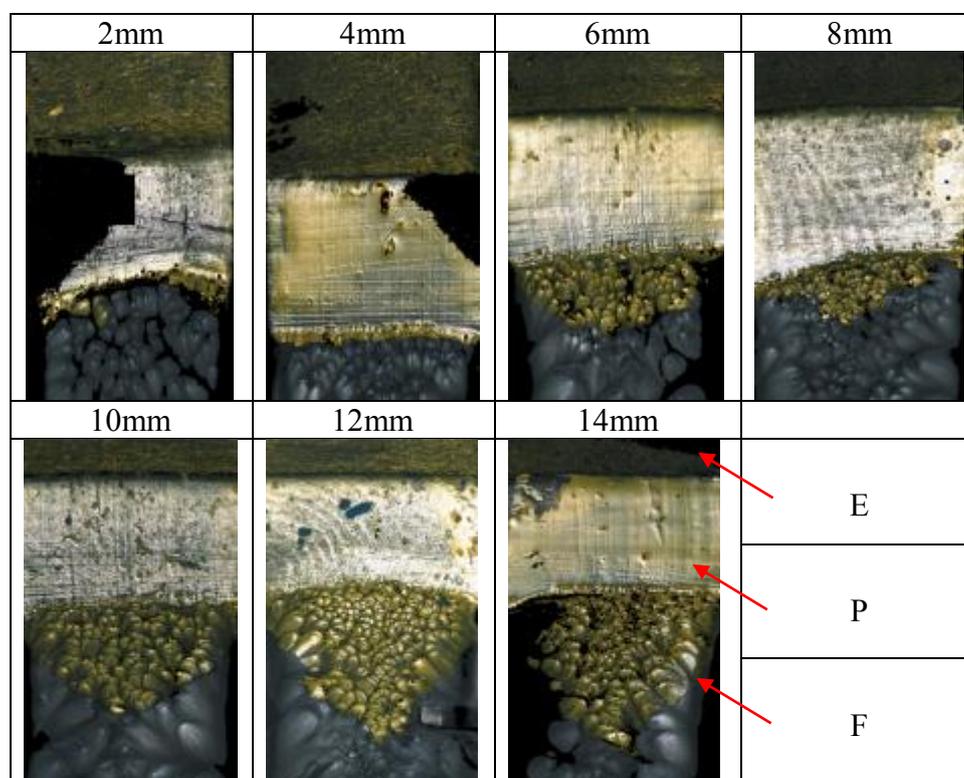


Tableau II.4 : Avancée de fissure pour des éprouvettes 90°

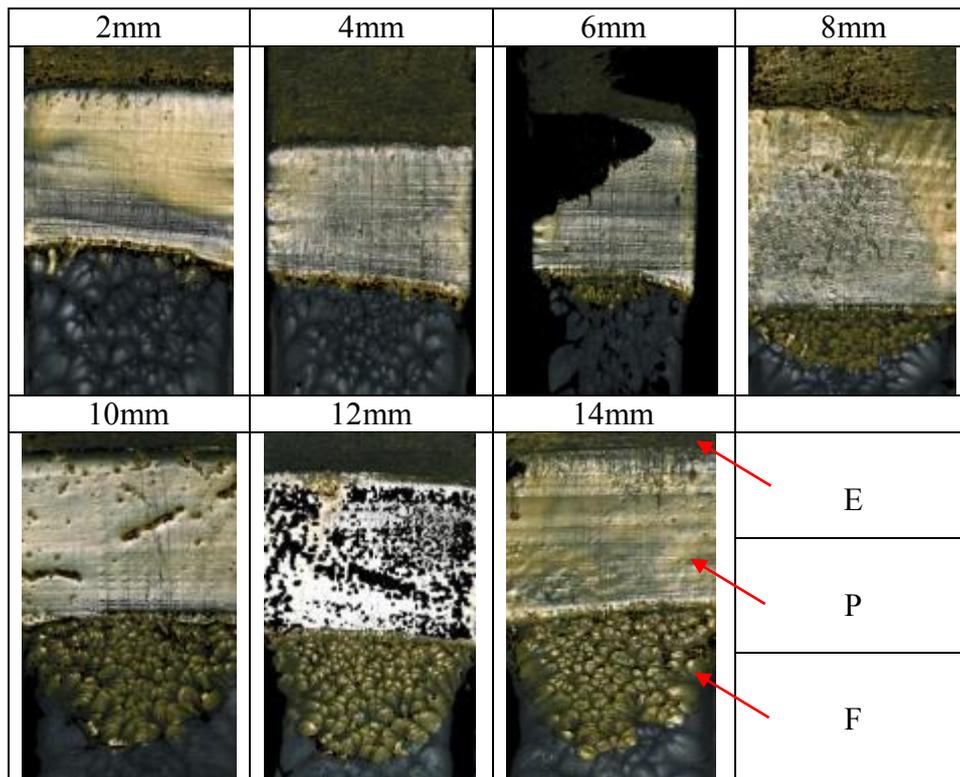


Tableau II.5 : Avancée de fissure pour des éprouvettes 45°

En regroupant les faciès de rupture sur une échelle représentant le déplacement appliqué sur la traverse, nous observons l'évolution de la forme de la fissure sur un axe de temps ou de déplacement. Il est clair que le fond de fissure prend une forme parabolique au fur et à mesure de l'ouverture de l'éprouvette CT. A un déplacement de traverse donné entre 6 et 8 mm, nommé d_{max} , la fissure est déjà amorcée sur la totalité de l'épaisseur de l'éprouvette, et sa forme parabolique s'accomplit pour devenir évidente pour les ouvertures dépassant les 8 mm. La dénomination d_{max} vient du fait que la charge maximale, durant l'essai de traction CT, est obtenue au voisinage de ce déplacement où le fond de fissure prend un profil parabolique. Juste après, la propagation devient plus rapide et stable, ce qui explique la diminution progressive du chargement appliqué (figure II.11).

3.4 Courbe J-R et ténacité

Pour chaque angle de prélèvement d'éprouvettes, le bilan des essais CT est regroupé dans des tableaux (II.6, II.7, II.8). Dans ces tableaux, nous trouvons les énergies totales U_T , les énergies d'indentation U_i , les résultats des calculs de l'intégrale-J et les résultats des observations microscopiques de l'avancée de fissure. Ces résultats permettent de tracer les courbes J-R pour chaque angle de prélèvement (figure II.19 à II.24).

Déplacement imposé u (mm)	2	4	6	8	10	12	14
Force maximale (N)	250	360	382	395	370	378	365
Δa (mm)	0.3	0.37	1.5	3.06	4.17	4.865	7.1
Energie totale U_T (Nmm)	356.94	1065.08	1884.7	2494.64	3037.68	3423.56	3855.8
Energie d'indentation U_i (Nmm)	38.1	48.5	50.5	52.1	49.5	50	49
$U_T - U_i$ (Nmm)	318.84	1016.58	1834.2	2442.54	2988.18	3373.59	3806.8
J (KJ/m ²)	1.99	6.35	11.46	15.26	18.67	21.08	23.79

Tableau II.6 : Bilan des essais sur les éprouvettes de 0°

Déplacement imposé u (mm)	2	4	6	8	10	12	14
Force maximale (N)	255	341	363	364	370	366	370
Δa (mm)	0.3	0.4	1.6	2.4	3.79	5.82	6.1
Energie totale U_T (Nmm)	353.87	973.427	1837.257	2399.42	3189.61	3892.53	4457.02
Energie d'indentation U_i (Nmm)	38.4	46.5	48.5	48.7	49.5	49	49.5
$U_T - U_i$ (Nmm)	315.47	926.927	1788.5	2350.72	3140.11	3843.53	4407.52
J (KJ/m ²)	1.97	5.79	9.17	14.69	19.62	22.77	27.54

Tableau II.7 : Bilan des essais sur les éprouvettes de 90°

Déplacement imposé u (mm)	2	4	6	8	10	12	14
Force maximale (N)	210	275	280	285	294.5	297.8	292
Δa (mm)	0.5	0.626	1.15	2.47	4.42	5.04	5.7
Energie totale U_T (Nmm)	332.16	972.68	1348.9	2027.966	2427.64	2977.9	3386.03
Energie d'indentation U_i (Nmm)	33.8	40.2	41	41.5	42.2	43	42
$U_T - U_i$ (Nmm)	298.35	932.48	1307.9	1986.47	2385.44	2934.9	3344.03
J (KJ/m ²)	1.86	5.28	8.17	12.41	15.02	18.34	20.9

Tableau II.8 : Bilan des essais sur les éprouvettes de 45°

LOSS (**Loss, 1985**) a proposé l'utilisation d'un lissage des points au moyen d'une fonction puissance de la forme $J = c_1 \Delta a^{c_2}$ avec, c_1 et c_2 des constantes, et Δa l'avancée de la fissure (figure II.19 à II.24).

3.4.1 Première approche

La première approche de détermination de la ténacité est décrite comme l'intersection de la droite d'érouement avec la courbe J-R. Selon cette approche, nous déterminons pour chaque angle la valeur de ténacité (figure .II.18, II.19, II.20).

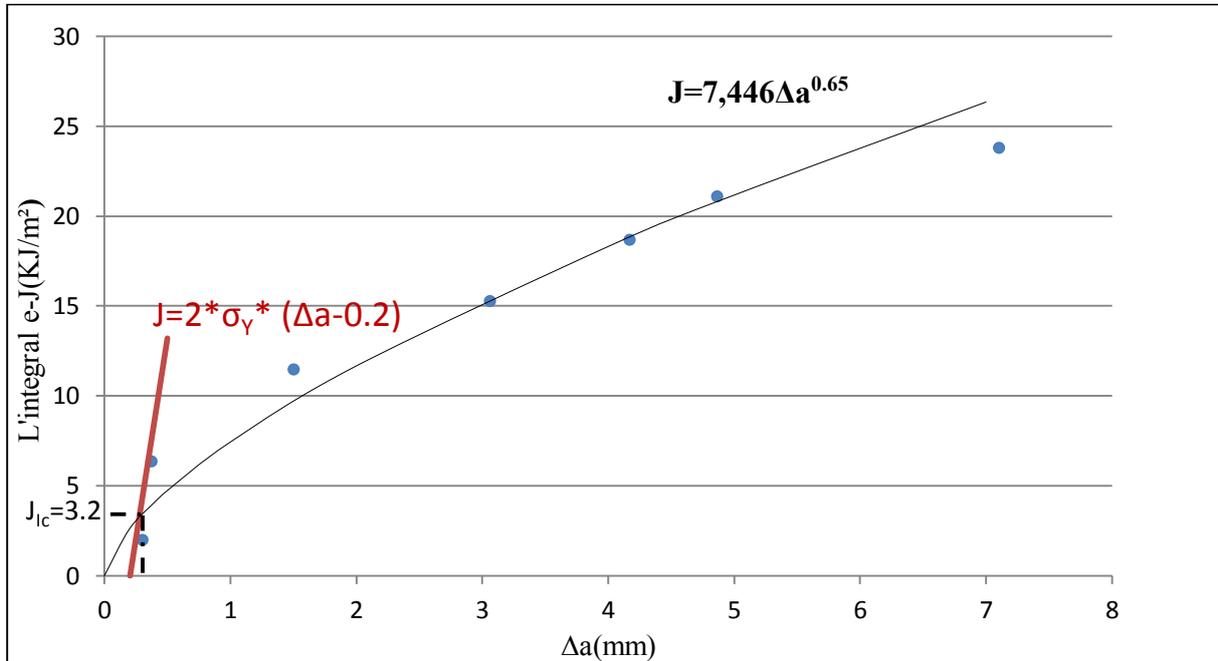


Figure II.18 : Courbe J-R et J suivant la norme D 6068 pour des éprouvettes de 0°

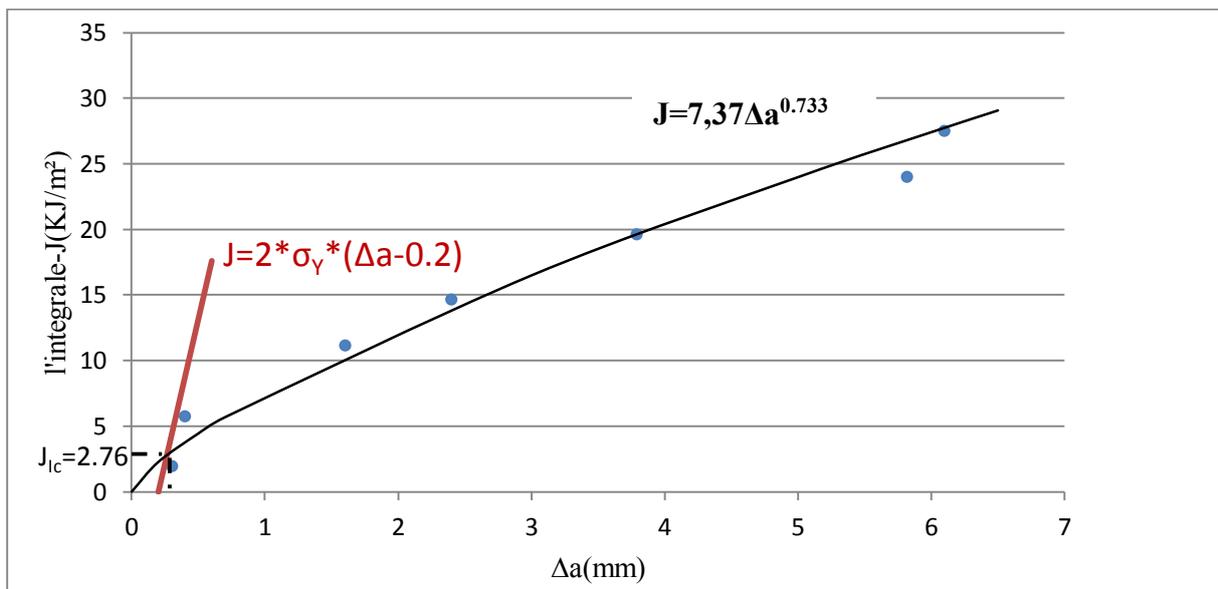


Figure II.19 : Courbe J-R et J suivant la norme D 6068 pour des éprouvettes de 90°

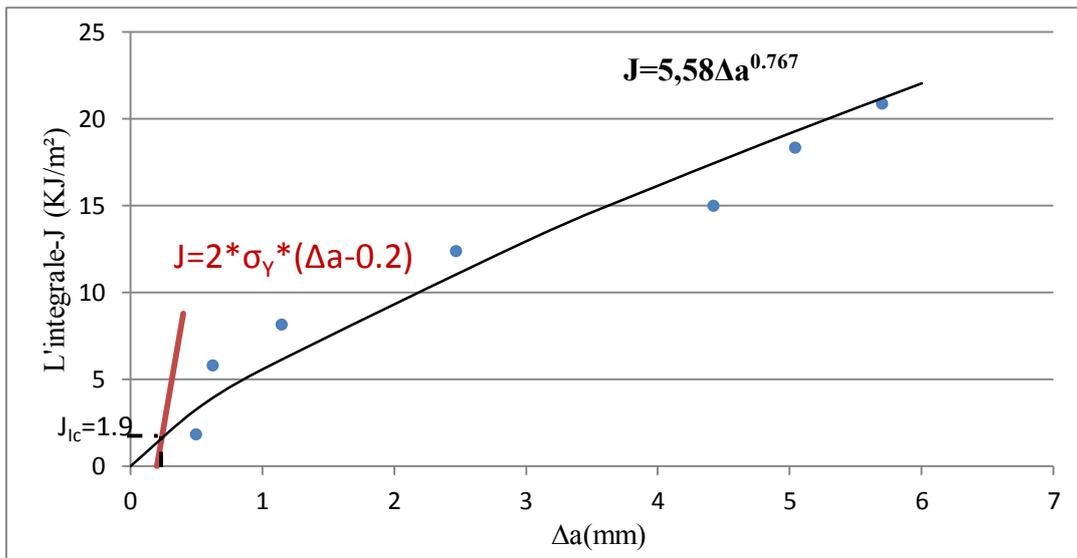


Figure II.20 : Courbe J-R et J suivant la norme D 6068 pour des éprouvettes de 45°

Angle	0°	90°	45°
Première approche	3.2	2.72	1.9

Tableau II.9 : Résistance à la fissuration de PE100 (KJ/m²)

Malgré l’isotropie du matériau étudié, nous avons trouvé, en utilisant la première approche, des valeurs de J_{Ic} loin des valeurs trouvées dans la littérature (Guidara, 2016). Nous ne pouvons pas nous baser sur cette approche pour déterminer la ténacité du PEHD.

3.4.2 Deuxième approche

Selon la deuxième approche, la valeur critique de l’intégrale J est l’intersection des deux droites présentant la courbe de résistance à la propagation de fissure J-R. En respectant cette approche, nous déterminons pour chaque angle la valeur de ténacité (figure II.21, II.22, II.23).

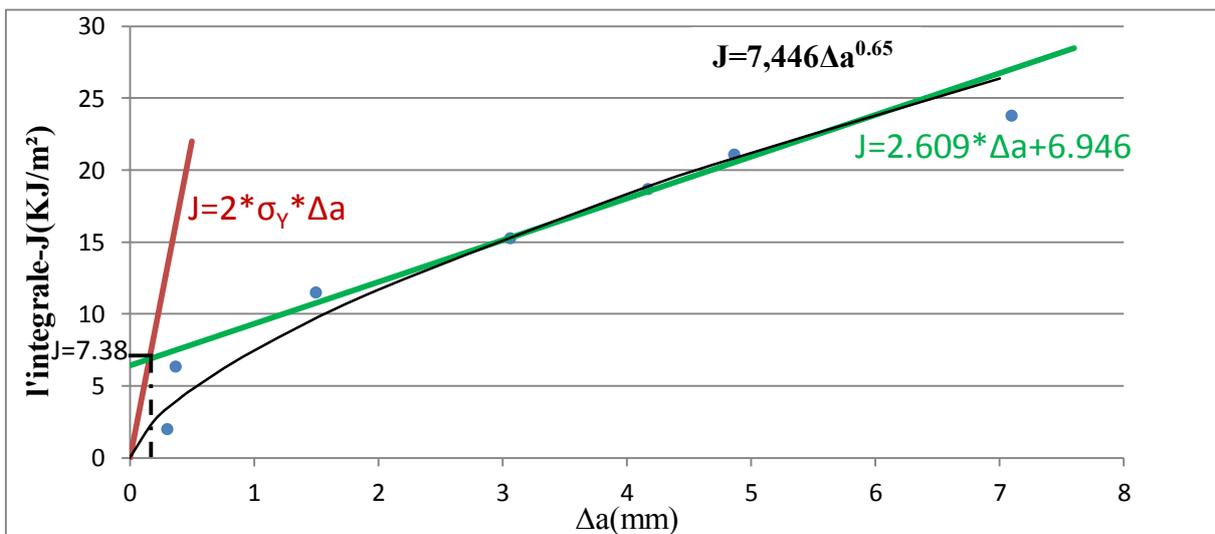


Figure II.21 : Courbe J-R et J suivant la norme E 183 pour des éprouvettes de 0°

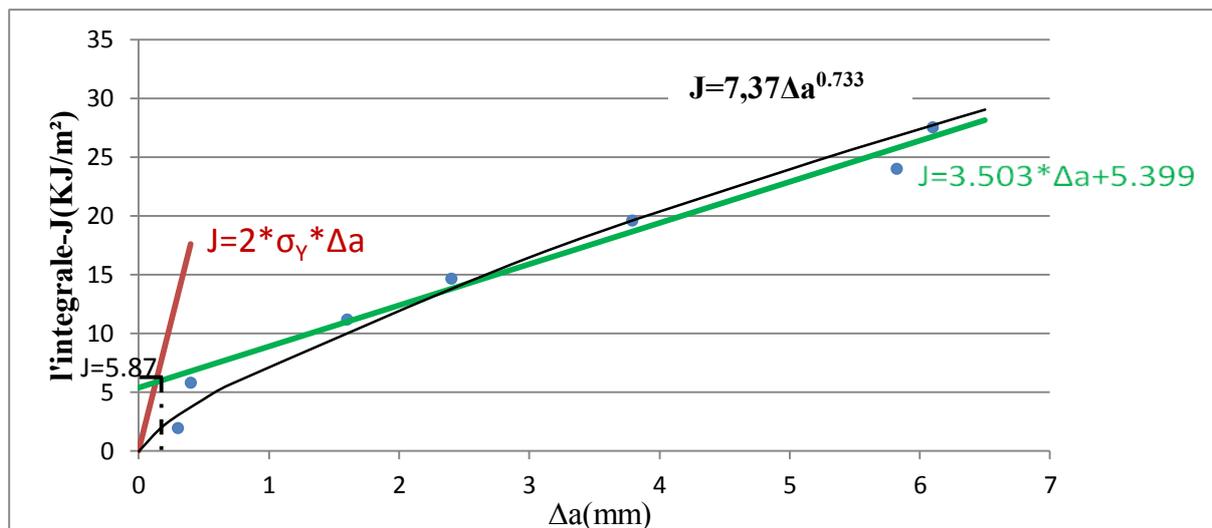


Figure II.22 : Courbe J-R et J suivant la norme E 183 pour des éprouvettes de 90°

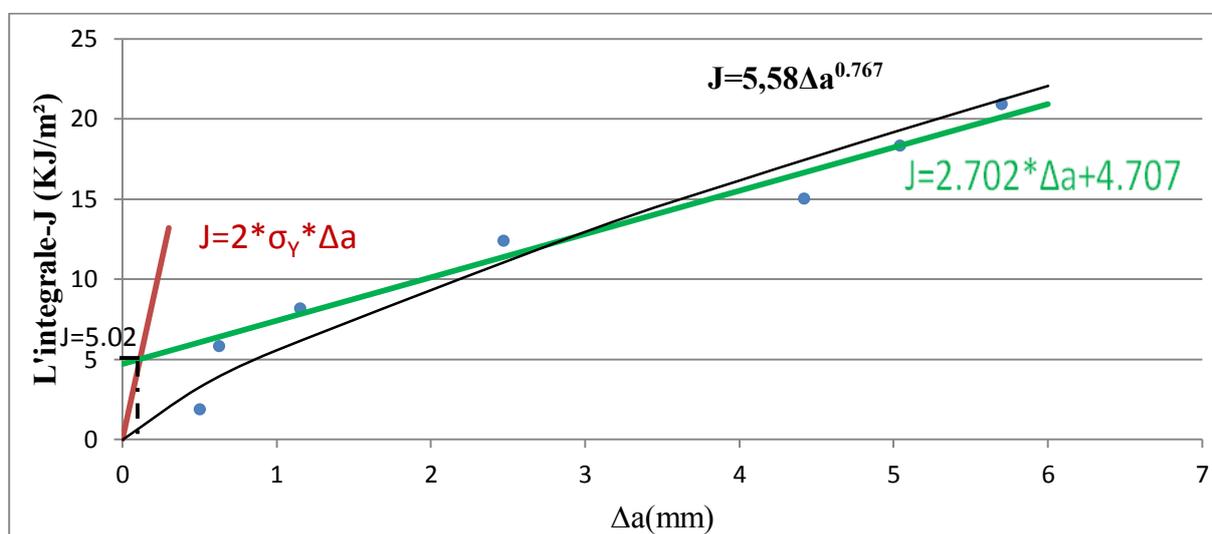


Figure II.23 : Courbe J-R et J suivant la norme E 183 pour des éprouvettes de 45°

angle	0°	90°	45°
Deuxième approche	7.38	5.87	5.02

Tableau II.10 : Résistance à la fissuration de PE100 (KJ/m²)

Selon la deuxième approche de la détermination de la valeur critique de l'intégrale J, nous trouvons des valeurs de J_{Ic} , dans le domaine des valeurs trouvées dans la littérature qui varie entre 3 et 35KJ/m² (Guidara, 2016).

3.4.3 Discussion

Le tableau II 11 regroupe tous les résultats des essais de traction sur les deux séries d'éprouvette CT et avec les deux approches de détermination de l'intégrale-J critique. Nous remarquons un écart dépassant 50% entre les valeurs de la ténacité trouvées par la première approche et celles déterminées par la deuxième approche.

Angle	0°	90°	45°
Première approche	3.2	2.72	1.9
Deuxième approche	7.38	5.87	5.02

Tableau II.11 : Résistance à la fissuration de PE100 (KJ/m²)

Le critère de rupture de l'intégrale J souffre actuellement d'un manque de standardisation ; des études sont actuellement en cours. La précision de la courbe J-R dépend du matériau, de la géométrie des éprouvettes, du mode de chargement et de la précision des différentes mesures prises le long de la procédure. A cause des incertitudes de la valeur critique de l'intégrale J, nous proposons une étude d'un critère de rupture avec l'ouverture en pointe de fissure le CTOD.

3.5 Protocole d'essais d'ouverture en pointe d'une fissure ou CTOD

En mécanique de la rupture, la résistance à la fissuration s'exprime à partir de la détermination expérimentale de l'ouverture en pointe de fissure CTOD en fonction de la propagation de la fissure Δa . Pour cela, des essais sur des éprouvettes CT ont été réalisés sur des éprouvettes préparées précédemment. Après pré-fissuration, les éprouvettes ont été peintes en blanc pour améliorer le contraste avec le fond noir.

En utilisant la même machine de traction/compression hydraulique Instron 1341, l'échantillon est fixé sur les deux mors par l'intermédiaire de deux goupilles. La mise en charge de l'essai de traction est pilotée à l'aide du logiciel Wavemaker d'INSTRON. Il enregistre le déplacement du vérin et la force appliquée (logiciel DIAdem).

Une caméra Olympus (500i/s), avec deux flashes d'éclairage, est utilisée pour l'acquisition d'images (figure II.25). Elle filme l'amorçage de fissure pour les trois angles d'éprouvettes.

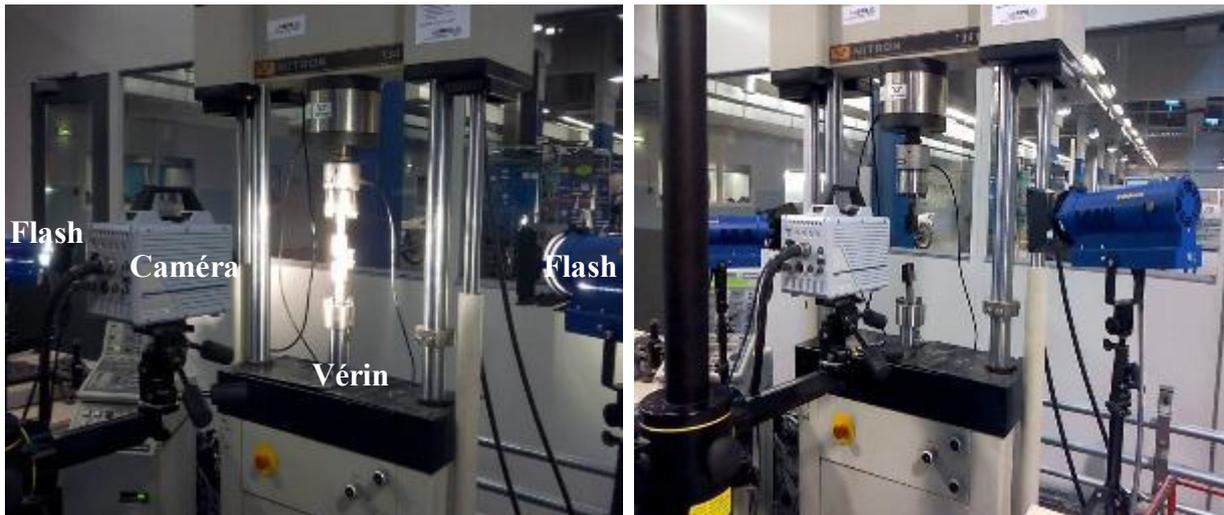


Figure II.24 : Dispositif d'enregistrement d'essai de ténacité

3.6 Résultats

Les enregistrements effectués lors de la mise en charge mesurent l'ouverture de la fissure CTOD en fonction de la profondeur de la zone d'émoussement SZW (figure II.26). Une valeur moyenne, sur une distance de profondeur de la zone d'émoussement entre 0,5 et 1,5 mm, est prise selon la norme américaine ASTM (E 2472) (ASTM, 2007). Pour avoir des résultats satisfaisants, 30 instants différents sont choisis pour déterminer le CTOD, le CTOA et l'avancée de fissure Δa en se basant sur deux équations II.3 et II.4, figure II.25 :

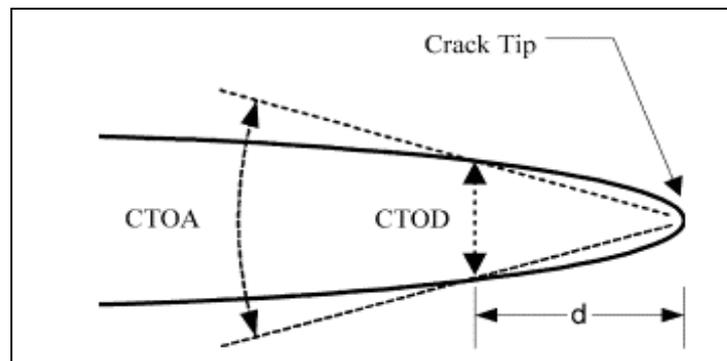


Figure II.25 : Définition du CTOD et CTOA (S. Mahmoud, 2003)

$$CTOA = 2 \cot \alpha n \left(\frac{CTOD}{2SZW} \right) \quad (\text{II.3})$$

$$\Delta a = \left(SZW^2 + \left(\frac{CTOD}{2} \right)^2 \right)^{0.5} \quad (\text{II.4})$$

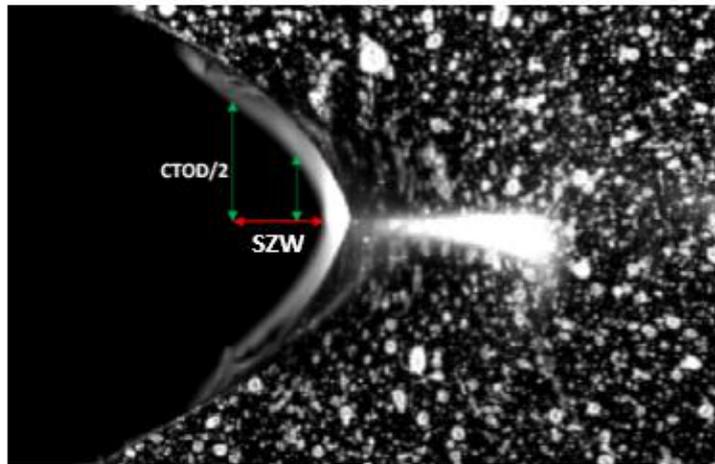


Figure II.26 : Mesure du CTOD

Les résultats des essais sont donnés à la figure II.27 sous forme de variation du CTOD en fonction de l'avancée de fissure Δa .

La fissure commence à se propager lorsque le CTOD atteint une valeur critique. La méthode de détermination du CTOD critique est recommandée par la norme ASTM E1820. En admettant que la courbe d'ouverture du fond de fissure en fonction de Δa subit une augmentation rapide du CTOD, la droite d'émoussement sera caractérisée selon la norme par l'équation :

$$CTOD = 1.4\sigma_y\Delta a \quad (\text{II.5})$$

L'instant d'amorçage ductile (à cet instant, la droite d'émoussement n'est plus suivie) est difficile à déterminer expérimentalement. Pour cela, les normes définissent l'amorçage à partir de la valeur de propagation de 0.2 mm. Après décalage de la droite d'émoussement de 0.2 mm sur l'axe des abscisses (figure II.27), nous déterminons la valeur critique du CTOD correspondant à l'intersection de cette droite avec la courbe.

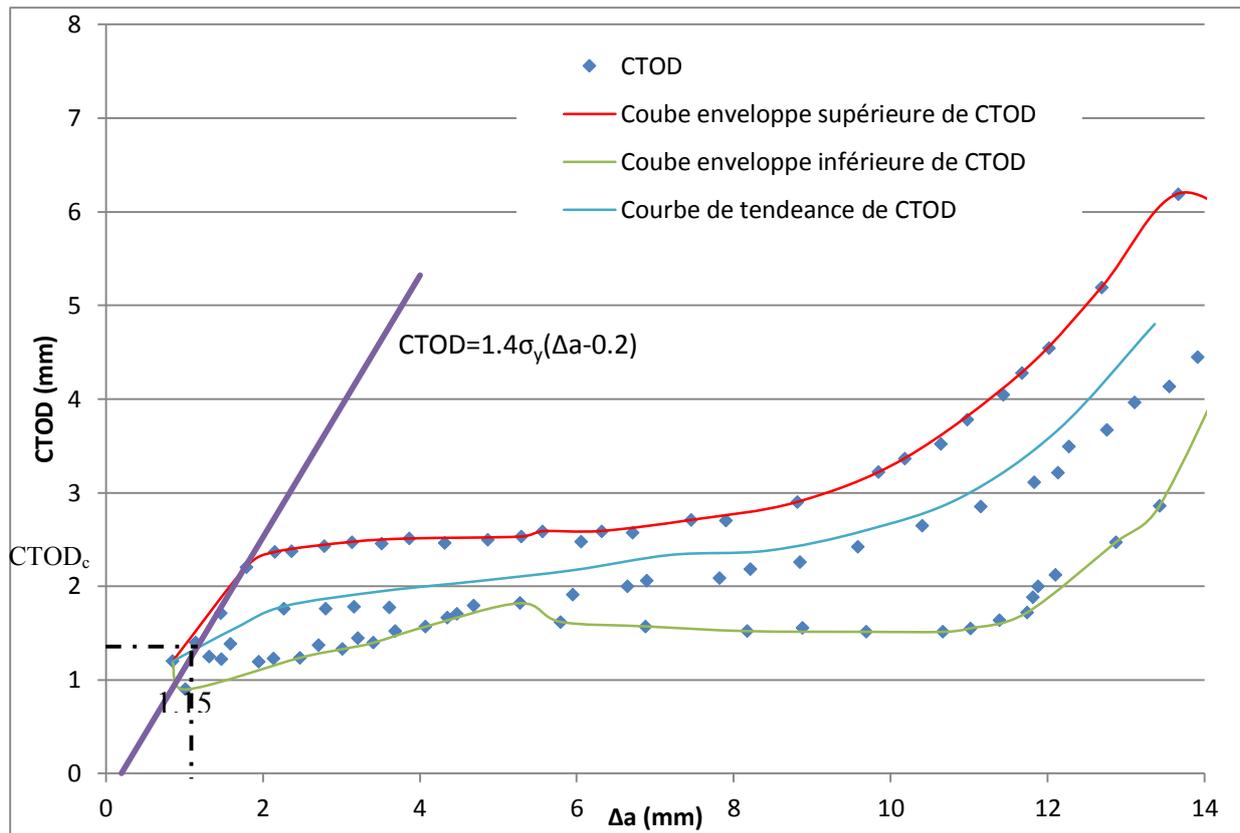


Figure II.27 : CTOD en fonction de l'avancée de fissure

La mesure précise du $CTOD_c$ est un des éléments essentiels des essais. D'après les courbes de la figure II.28, l'amorçage des fissures pour les éprouvettes CT sollicitée en traction est égal à 1.38mm. Cette valeur de $CTOD_c$ correspond à une avancée de fissure égale à 1.15mm.

3.7 Discussions

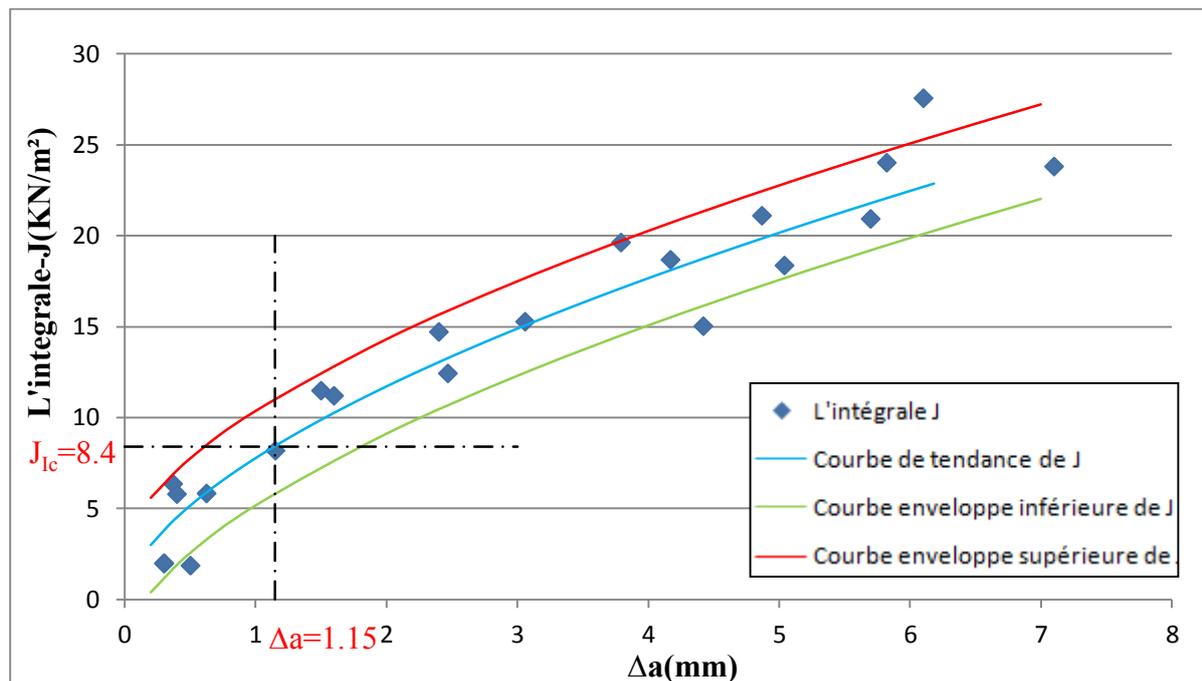


Figure II.28 : Courbes de résistance à la fissuration du PE100 (R-Curve) éprouvette CT

En plaçant la valeur de l'avancée de fissure critique, déterminée à partir de la courbe d'ouverture de fissure dans la courbe de résistance à la fissuration moyenne (figure II.28), nous obtenons la valeur de l'intégrale-J critique égale à 8.4 KJ/m².

En revenant aux courbes dans les figures II.18, II.19, II.20, nous déterminons la valeur de l'intégrale J correspondant à une avancée de fissure $\Delta a=1.15\text{mm}$ pour chaque type d'éprouvette.

Angle	0°	90°	45°
Première approche	3.2	2.72	1.9
Deuxième approche	7.38	5.87	5.02
Pour $\Delta a=1.15\text{mm}$	8.15	8.16	6.2

Tableau II.12 : Résistance à la fissuration (KJ/m²)

Nous remarquons que l'écart entre les valeurs trouvées par la deuxième approche et les valeurs trouvées à l'aide du CTOD, ne dépasse pas 10%. Par contre, il est plus que 60% si on admet la première approche pour la détermination de la valeur critique de l'intégrale J.

Les nouvelles valeurs de J_{1c} sont plus proches que les valeurs trouvées par la deuxième approche. La première approche sera abandonnée.

Les résultats obtenus de l'intégrale-J critique seront utilisés par la suite pour la détermination de la pression d'amorçage des défauts. La seconde partie de l'étude

expérimentale concerne les essais d'éclatement réalisés pour observer le comportement global de la conduite coudée et étudier l'effet de la position et la taille du défaut sur la pression d'éclatement.

4 Essais d'éclatement

4.1 Objectif

Dans cette partie, nous étudions l'amorçage de fissure jusqu'à la rupture associée à la présence d'un défaut géométrique dans la paroi extérieure dans des coudes en polyéthylène haute densité, suite à une augmentation de pression interne.

Cette étude est consacrée à l'effet de la position et de la profondeur d'un défaut superficiel sur la pression d'éclatement d'un coude en PEHD PE100. Pour déterminer la pression maximale qu'un coude peut supporter jusqu'à rupture, nous appliquons une pression interne simulant le coup de bélier.

Pour cela, une campagne d'essais sur des conduites coudées est réalisée. Elle comprend les étapes suivantes :

- Première étape : préparation des éprouvettes, assemblages coude, conduite, manchon
- Seconde étape : réalisation des entailles sur la partie coude des assemblages
- Troisième étape : réalisation des essais d'éclatement

La première partie est sous-traitée à la société «APIplastique», la seconde étape est réalisée au laboratoire 'LaBPS'-ENIM. Les essais d'éclatement sont réalisés à l'Ecole des Mines de Douai.

4.2 Préparation des conduites coudées pour les essais d'éclatement

La même génération du polyéthylène haute densité PEHD (PE100) a été utilisée pour les essais d'éclatements.

Notre éprouvette est un assemblage du coude 90° (figure II.30), dont les dimensions sont présentées dans le tableau II.13, et de tuyau de diamètre extérieur 125mm et de diamètre intérieur 101mm. Pour assurer un bon soudage du coude, nous avons utilisé un manchon électro-soudable de diamètre intérieur 125mm et d'épaisseur 12.8 mm (figure II.29). Un tuyau de longueur 300 mm est utilisé comme rallonge.

D_n	L1	L	S	H
125	95	184	11.4	250.5

Tableau II.13 : Dimensions du coude en (mm)

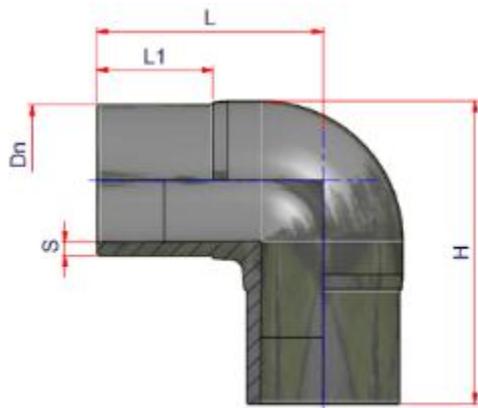


Figure II.29 : Coude en PE100

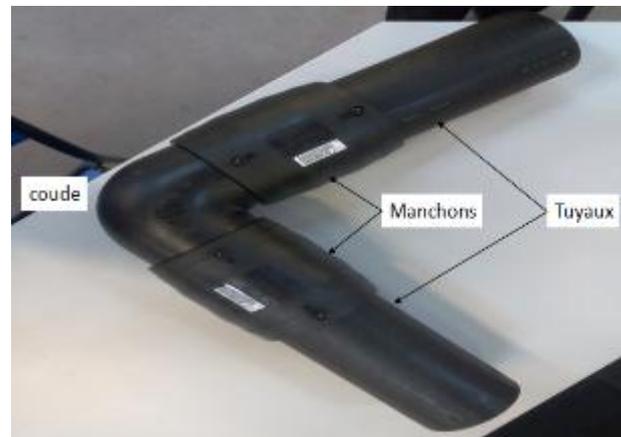


Figure II.30 : Assemblage coude tuyau

Nous avons remarqué que l'épaisseur n'est pas homogène. Pour cela, nous avons réalisé une radiographie du coude (figure II.31). Nous obtenons une épaisseur extrados égale à 16mm et une épaisseur intrados du coude égale à 24mm. Cette surépaisseur est expliquée par l'angle droit visible au niveau de l'intérieur de la partie intrados du coude.

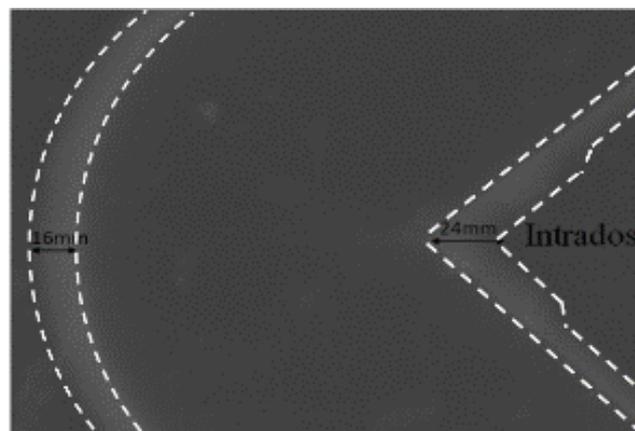


Figure II.31 : Radiographie du coude

Les entailles sont usinées dans le sens circonférentiel avec une scie à métaux de faible épaisseur (1 mm), pour se rapprocher de plus en plus du concept de fissure. La géométrie de l'entaille est l'empreinte de la scie suite à une pénétration d'une distance « a ». Vu l'hétérogénéité de l'épaisseur du coude, nous traitons les résultats en terme de rapport profondeur-épaisseur.

Trois positions de l'entaille sont étudiées :

- Entaille sur la face intrados (figure II.32),
- Entaille sur la face extrados (figure II.33),
- Entaille au milieu du coude (figure II.34).

Les deux extrémités du tube sont fermées par deux bouchons pour maintenir la pression intérieure et assurer l'étanchéité. La figure II.35 représente le bouchon de serrage et ses composantes. Pour assurer une bonne étanchéité, un joint d'étanchéité est placé sur l'écrou de serrage.

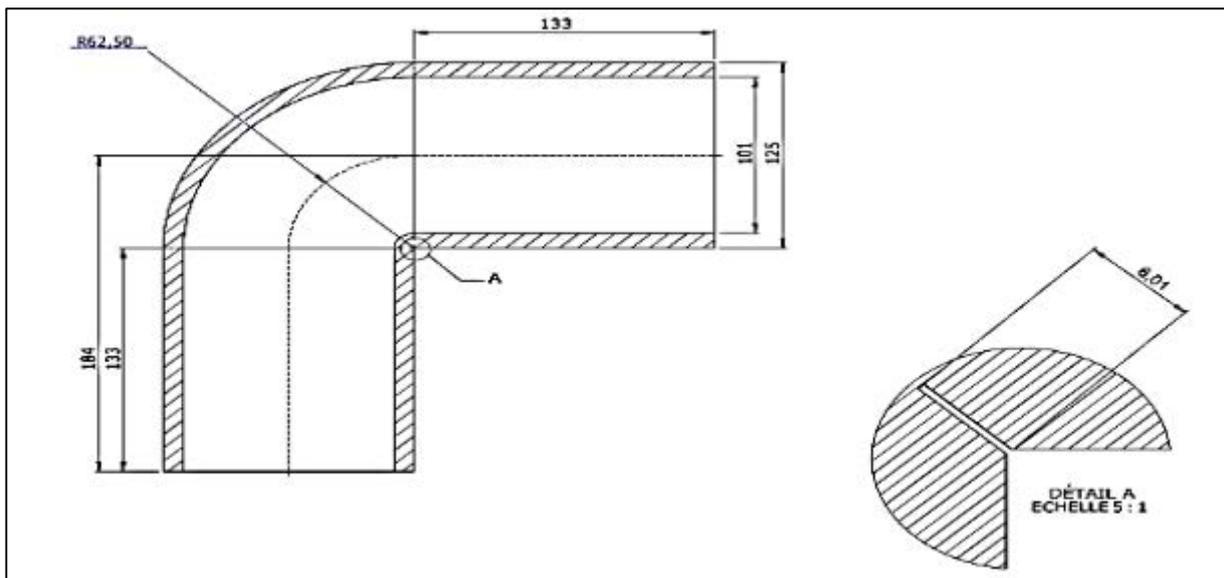


Figure II.32 : Géométrie des éprouvettes entaillées intrados (mm)

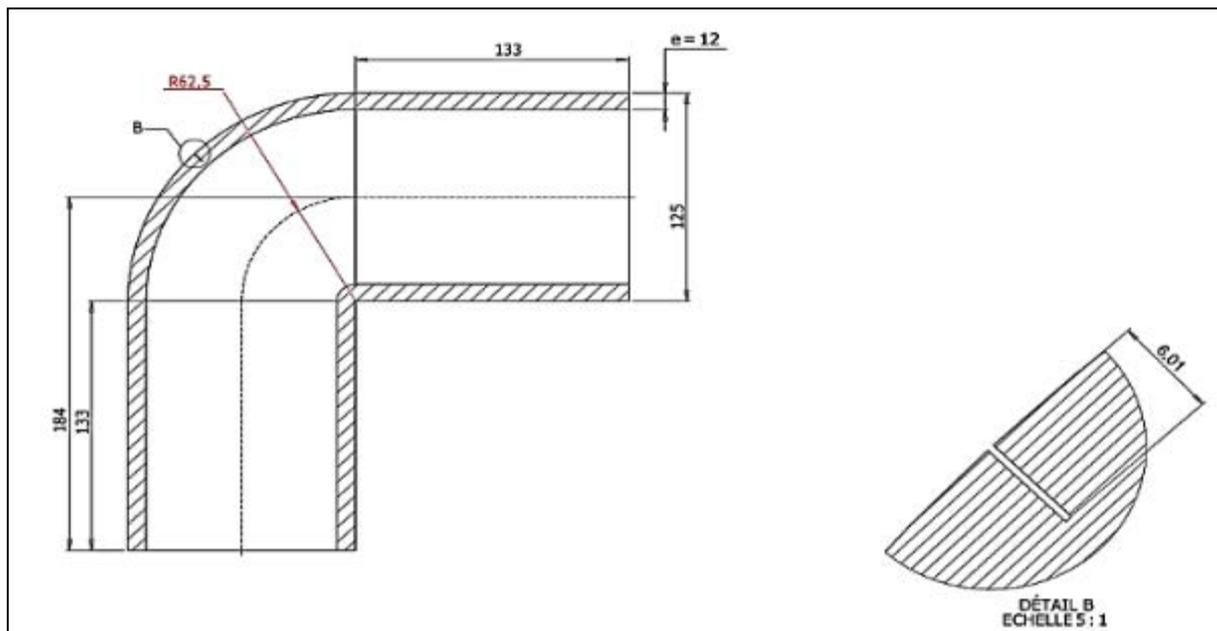


Figure II.33 : Géométrie des éprouvettes entaillées extrados (mm)

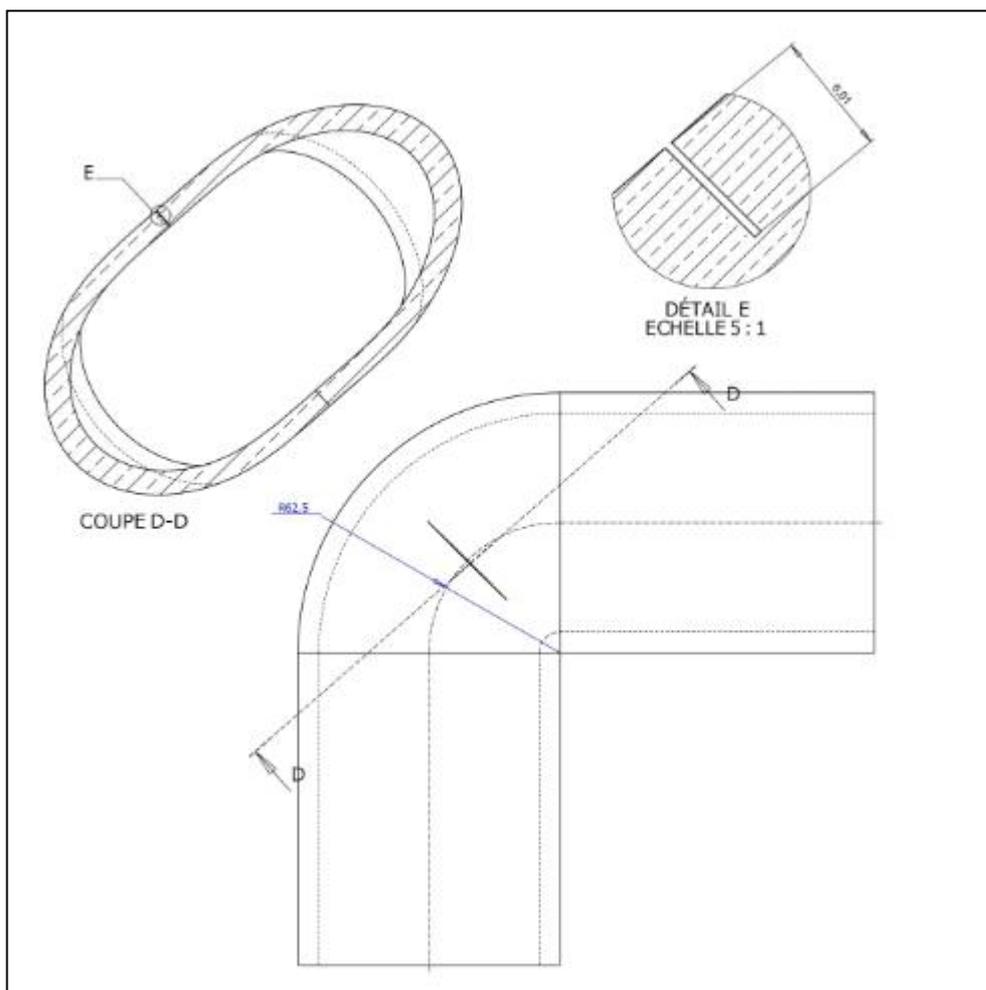


Figure II.34 : Géométrie des éprouvettes à entaille au milieu (mm)



Figure II.35 : Bouchon de serrage

4.3 Réalisation d'essais d'éclatement

La station d'éclatement se compose essentiellement d'un groupe hydraulique d'une capacité de 250 bars (figure II.36). Cette pression peut arriver jusqu'à 1000 bars grâce à un multiplicateur de pression qui se compose de deux parties : une partie contient l'huile qui sort de la pompe hydraulique, et une partie contient de l'eau (fluide utilisé pour la mise sous pression des réservoirs).

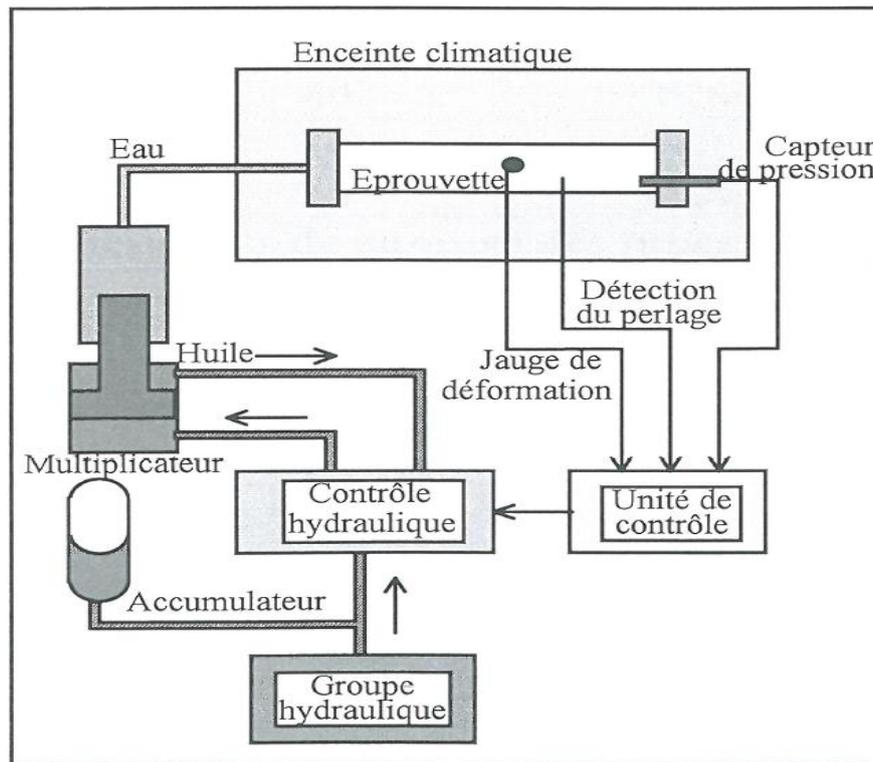


Figure II.36 : Groupe hydraulique

Les différentes étapes de sollicitation des conduits coudés sont :

- Mise en place des conduites coudées en position horizontale et les remplir totalement en eau.
- Chargement de chaque assemblage. Mise sous pression avec une vitesse moyenne de montée en pression de 10 bars/ min.
- Augmentation en pression jusqu'à rupture des conduites coudées.

La courbe, figure II.37, montre un cycle de pressurisation représentatif des essais d'éclatement réalisés pour chaque profondeur d'entaille intrados « a ».

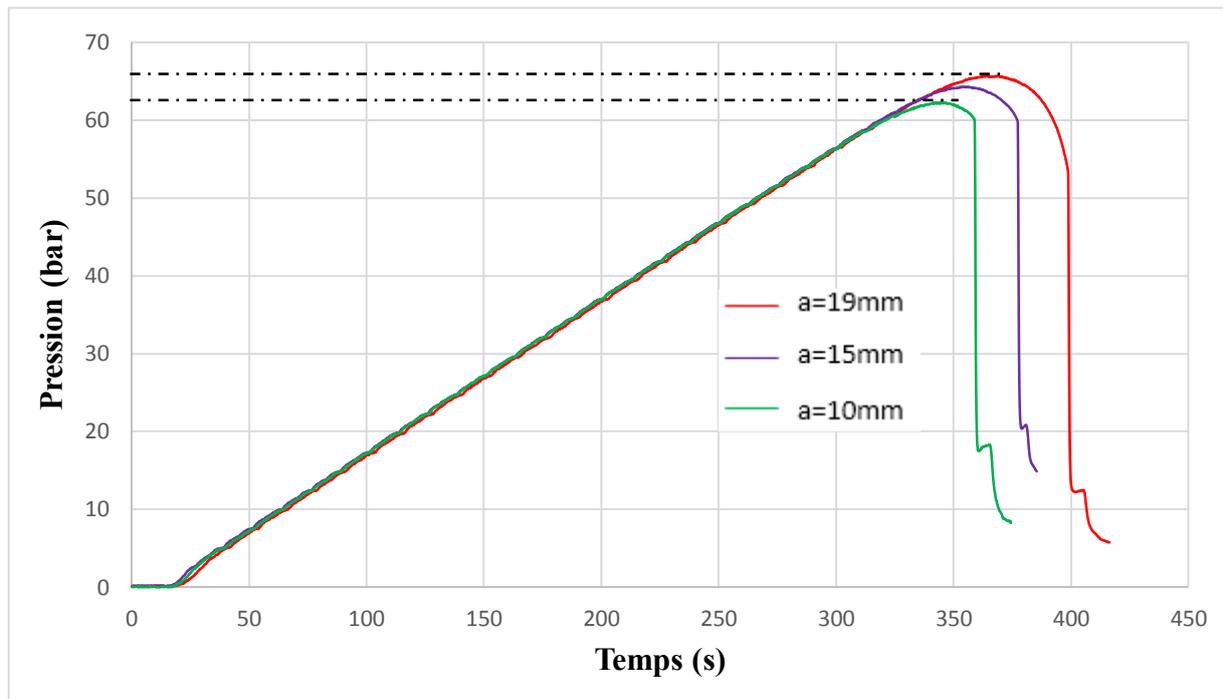


Figure II.37 : Cycles de pressurisation des conduites coudées avec entaille intrados

La variation de la pression en fonction du volume d'eau ajouté à l'intérieur du tube, avec une vitesse de chargement de 10 bar/min, est représentée dans la Figure II.37. Nous remarquons une influence de 12% sur la charge uniaxiale, selon la profondeur d'entaille.

4.4 Essais préliminaires

La première série d'essais a été réalisée sur des éprouvettes coudées avec un tuyau de longueur 300 mm.

Dans les trois cas : sans entaille, entaille intrados, entaille extrados, l'éclatement se produit sur la partie tuyau de l'assemblage. Le tableau II.14 regroupe les résultats d'éclatements. Ces résultats ne permettent pas d'étudier la résistance à la rupture des coudes, un des objectifs de cette thèse.



Tableau II.14 : résultats des essais préliminaires

Les résultats obtenus seront expliqués par une analyse numérique, chapitre III.

4.5 Résultats et discussions

Suite aux résultats des essais préliminaires, il a été décidé de ramener la longueur du tuyau à 185 mm afin d'étudier la pression d'éclatement au niveau des coudes. La longueur choisie est exigée par la longueur du bouchon qui est égale à 150mm.

4.5.1 Effet de la position de l'entaille

Une première série d'éclatement a été réalisée sur une éprouvette vierge et des éprouvettes avec un rapport profondeur épaisseur égale à 0.375. Ce rapport a été choisi puisqu'on a montré expérimentalement que l'éclatement ne se produit qu'en présence d'entaille

intrados respectant ce rapport. Les contours en vert montrent les lieux d'entailles ; en rouge les lieux des fuites.

<p>Conduite coudée sans entaille</p>		
<p>Conduite coudée avec entaille au milieu</p>		
<p>Conduite coudée avec entaille extradados</p>		
<p>Conduite coudée avec entaille intrados</p>		

Tableau II.15 : Essais d'éclatements pour différentes positions d'entailles

En tenant compte des conditions de réalisation des essais, il est possible de confirmer que la partie intrados du coude est la partie la plus sensible. Cette interprétation sera démontrée par la concentration de contraintes dans le chapitre "étude numérique".

Dans les autres cas, nous remarquons que l'éclatement se produit au niveau de l'électro-soudage. Cependant la technique de soudage du polyéthylène par l'intermédiaire d'un manchon électro-soudable, pose un autre problème : l'effet du soudage sur la valeur de ténacité du polyéthylène haute densité. Notons que jusqu'à aujourd'hui, la méthode des manchons électro-soudables est la plus efficace parmi toutes les méthodes d'assemblage (EL-Bagory, 2014).

4.5.2 Effet de la profondeur d'entaille

Une deuxième série d'essais est réalisée sur des conduites coudées avec des entailles intrados, en changeant à chaque fois la profondeur de l'entaille. Pour chaque profondeur, deux éprouvettes ont été testées.

Pour toutes les profondeurs d'entaille étudiées, l'éclatement se produit sur la partie intrados du coude. Les pressions d'éclatement de cette série sont données dans le tableau II.16.

Profondeur d'entaille (mm)	10	15	19
Pression d'éclatement (bar)	65.67	64.28	62.33
Ouverture d'entailles			

Tableau II.16 : Pression d'éclatement en fonction de la profondeur d'entaille intrados

La pression d'éclatement varie entre 62 et 66 bar en fonction de la profondeur d'entaille.

La profondeur de l'entaille affecte la résistance et la pression d'éclatement de la conduite coudée. L'augmentation de profondeur d'entaille conduit à une diminution de la pression d'éclatement. Mais cette influence ne dépasse pas les 5%, vu la grande ductilité du PEHD.

5 Conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre les principales caractéristiques mécaniques du polyéthylène haute densité utilisé dans les réseaux d'adduction d'eau potable.

Les valeurs principales des caractéristiques mécaniques du PE100 sont obtenues suite à une série d'essais de traction. Dans un premier temps, ces essais sont réalisés sur des éprouvettes extrudées à partir de coudes moulés sous différentes vitesses de déformation. Dans un deuxième temps, une étude a été réalisée sur des éprouvettes plates en fonction de leur angle d'orientation par rapport à la direction de l'extrusion.

Dans la deuxième partie, une série d'éprouvettes de type CT a été testé pour arriver à déterminer la ténacité à exprimer principalement par sa valeur critique J_{Ic} . En respectant la norme ASTM D6068, nous traçons la courbe J-R qui décrit l'intégrale-J en fonction de l'avancée de fissure. En respectant la norme ASTM E 1820, nous déterminons la courbe d'ouverture en pointe de fissure en fonction de l'avancée de fissure. La combinaison de ces deux courbes expérimentales détermine la valeur de l'intégrale J critique.

Enfin, les essais d'éclatement sont réalisés sur des conduites coudées en PE100 pour définir la pression d'éclatement selon la position et la profondeur de l'entaille. Cette partie comporte trois parties : la première présente la préparation des éprouvettes, la réalisation des entailles et la réalisation d'essais d'éclatement. Les résultats expérimentaux réalisés ont montré que les risques majeurs sont localisés sur la partie intrados de la conduite coudée. La pression d'éclatement ne varie que légèrement en fonction de la profondeur du défaut, cela confirme la grande ductilité du PE100.

Ces résultats seront comparés aux simulations numériques, (chapitre III), en se basant sur un modèle de calcul par éléments finis, et sur des hypothèses traitant la géométrie de l'éprouvette et la pression de chargement.

Chapitre III : Etude numérique

1 Introduction

L'objectif de ce travail est la mise en œuvre de la mécanique de la rupture afin d'étudier la pression d'amorçage dans des conduites coudées soumis à une pression interne en présence de défauts. Ces derniers, prenant la forme d'un trait de scie à métaux, sont généralement assimilés à des entailles.

En parallèle aux essais expérimentaux, des modèles numériques ont été développés et implémentés dans le code ABAQUS implicite pour calculer par éléments finis la ténacité du polyéthylène haute densité. Pour arriver à comparer les résultats expérimentaux aux numériques, nous respectons les mêmes propriétés des matériaux ainsi que les mêmes conditions d'essais. Pour cela, nous appliquons la loi de comportements déterminée expérimentalement.

La première partie de ce chapitre concerne la modélisation et le calcul par éléments finis de l'intégrale J au voisinage d'un défaut sous Abaqus. Une loi de comportement élasto-plastique du PEHD, déterminée expérimentalement, sera appliquée au modèle. Les simulations réalisées ont été comparées aux résultats expérimentaux.

La deuxième partie est consacrée à l'étude des paramètres critiques d'amorçage. Cette partie a été réalisée sur deux étapes : La première consiste à modéliser et mailler la conduite coudée, avec présence d'un défaut de type entaille, sur le logiciel HyperMesh. La deuxième consiste à une simulation numérique de l'entaille sur Abaqus/Standard soumise à une pression interne. Deux paramètres importants qui tiennent compte de la position de l'entaille et sa profondeur sans oublier les vérifications des essais préliminaires réalisés précédemment dans le chapitre "étude expérimentale".

Chaque étude numérique nécessite une modélisation de la géométrie étudiée, de la définition des propriétés mécaniques du matériau, la construction du maillage, de l'introduction des conditions aux limites et enfin du chargement appliqué.

2 Essais d'éclatement

2.1 Modélisation

Dans ce chapitre, la géométrie du modèle étudié est exactement identique à celle utilisée dans l'étude expérimentale. Non concerné par l'étude du soudage par les raccords électro-soudables, nous modélisons l'ensemble coude tuyau et manchon par une seule pièce. Pour des

raisons de simplicité et de capacité de calcul, un quart a été étudié, en tenant compte de la symétrie de la charge appliquée et de la géométrie du modèle.

Un première modèle a été étudié, pour une longueur de tuyau égale à 300mm, pour confirmer que la partie droite est plus sensible à l'éclatement que la partie coudée. Le deuxième modèle est identique au premier, mais pour une longueur de tuyau égale à 185mm.

Les défauts, définis par l'entaille causée par la pénétration de la scie à métaux, sont caractérisés par sa profondeur et sa position.

Les étapes suivantes détaillent la démarche numérique utilisée et le modèle retenu par Abaqus pour appliquer la mécanique de la rupture dans le domaine élasto-plastique.

2.2 Matériau

Cette étape de la modélisation consiste à inclure le comportement du matériau dans le modèle EF. L'ensemble du conduit coudé est modélisé en matériau isotrope. Le polyéthylène, haute densité PE100, a un comportement visco-élastoplastiques. Pour cela les caractéristiques mécaniques sont déjà déterminées dans le chapitre 2 par des essais de traction. Ces propriétés sont données dans le tableau II.2 du chapitre 2.

Le calcul de l'intégrale J nécessite un maillage adapté et finement raffiné, incluant des éléments spéciaux en fond d'entaille.

2.3 Maillage

Puisque le coût de calcul d'un modèle avec entaille s'avère important, nous minimisons le nombre d'éléments. Pour cela, nous choisissons de ne raffiner que la partie au niveau de l'entaille. Cependant, le générateur de maillage Abaqus est incapable de construire un maillage régulier adapté à la géométrie du modèle étudié. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel de maillage HyperMesh pour discrétiser l'espace du modèle. Ce maillage, obtenu par HyperMesh, est ensuite exporté vers Abaqus.

L'évolution de l'intégrale J, par la méthode des éléments finis, nécessite des contours bien définis. Ces contours d'éléments fermés sont définis de manière récursive pour entourer tous les contours précédents. Le premier contour est défini par le fond d'entaille. La direction de l'extension virtuelle de la fissure est définie en spécifiant la normale au plan de la fissure. Pour obtenir ces conditions, nous utilisons des éléments hexaédriques quadratiques C3D20 Rà l'aide

du logiciel HyperMesh (figure III.1). L'intégration réduite est effectuée dans les calculs. Ceci réduit considérablement le temps de calcul.

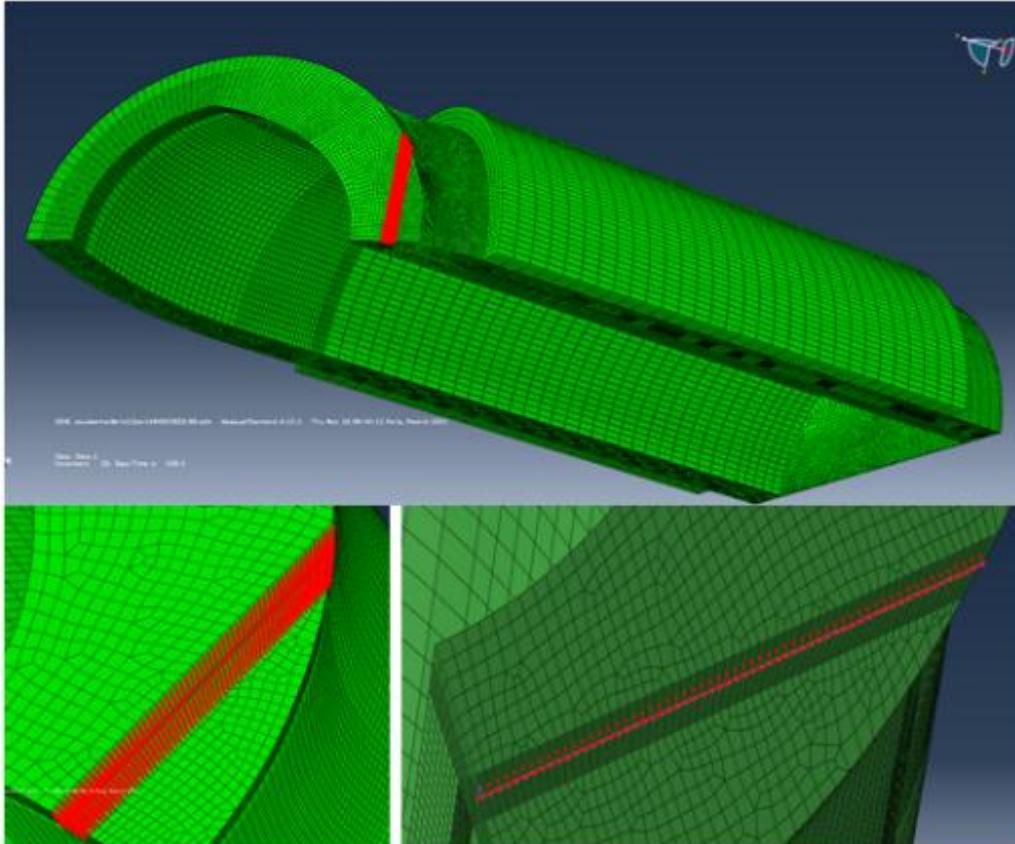


Figure III.1 : Maillage 3D d'une éprouvette présentant une entaille

2.4 Conditions aux limites et chargement

Tout calcul par éléments finis nécessite la définition des conditions aux limites. Avant d'appliquer ces conditions, un nouveau repère, qui fait un angle de 45° par rapport au repère de base, a été défini (figure III.2).

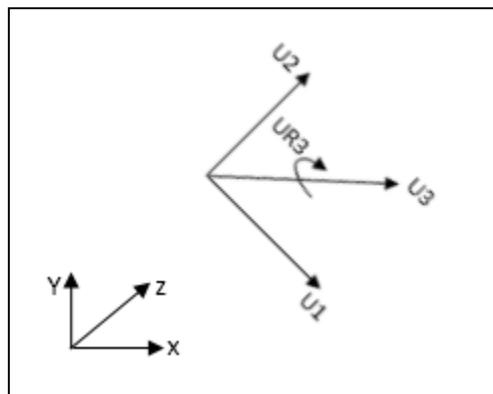


Figure III.2 : Coordonnées locales utilisées pour les conditions aux limites

Pour des raisons de symétrie, un quart d'éprouvette a été modélisé. La première condition de symétrie est dans la direction U3 (figure III.3.A). Cette condition permettra la suppression du déplacement dans la direction U3. La deuxième condition de symétrie est suivant la direction U2 (figure III.3.B). Cette condition permettra la suppression du déplacement dans la direction U2. Le bouchon est modélisé, sur les bords, par deux faces encastrées.

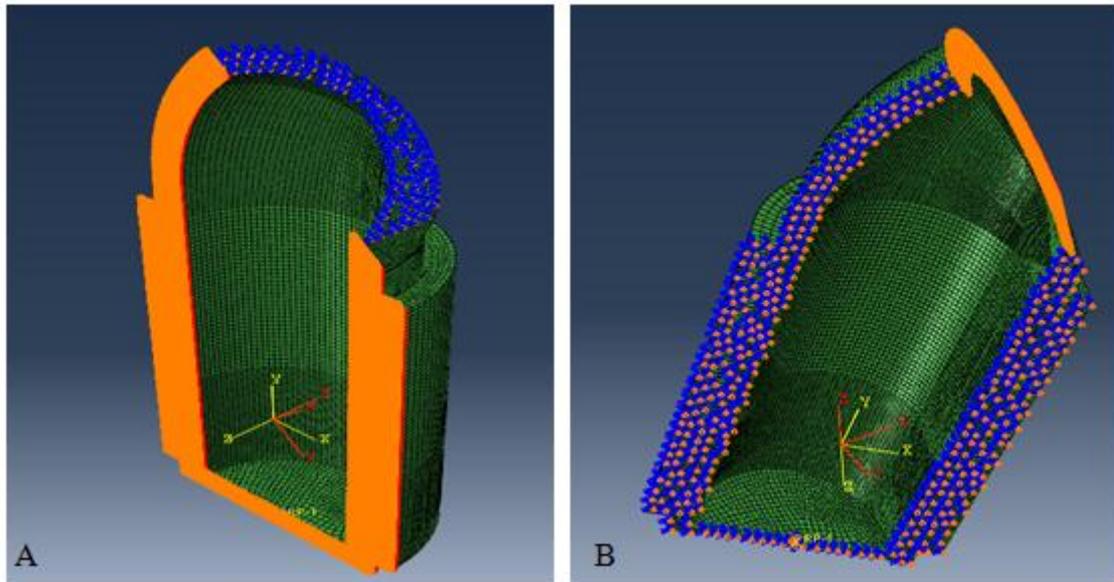


Figure III.3 : Maillage du modèle avec les conditions aux limites

Le chargement est une pression interne répartie uniformément sur la surface interne du modèle. L'application de la pression interne ainsi que l'effet de fond sont présentés sur la figure III.4. La pression appliquée subit une vitesse de chargement constante de 10 bar/min.

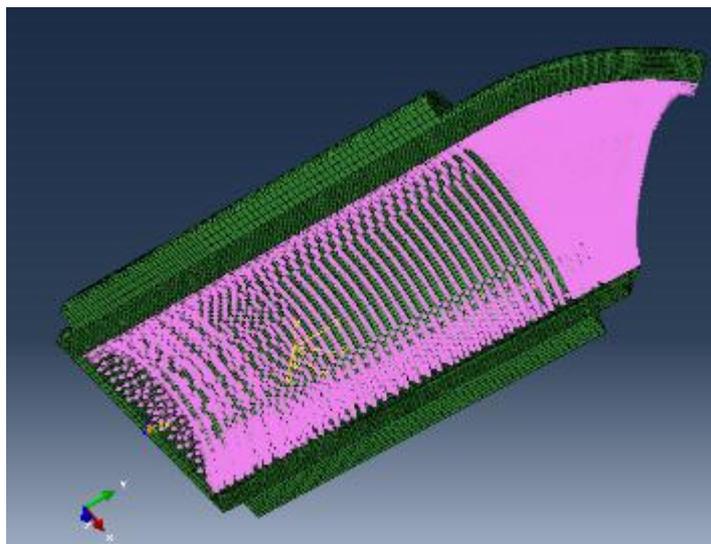


Figure III.4 : Chargement appliquée

3 Concentration de contraintes

Deux paramètres très importants sont pris en compte lors de l'étude de la mécanique de rupture des conduites coudées : la position et la profondeur du défaut. Nous avons commencé par la localisation de la concentration de contraintes dans les conduites coudées vierges.

3.1 Modèle initial

La simulation et la modélisation numérique se doivent d'être confrontées à la réalité expérimentale. Nous ne sommes pas intéressés à la rigidité de technique d'assemblage par le moyen de raccords électro-soudables. Pour cela, nous supposons que tous les éléments sont encastres et présentés comme une seule pièce. La matière est supposée continue.

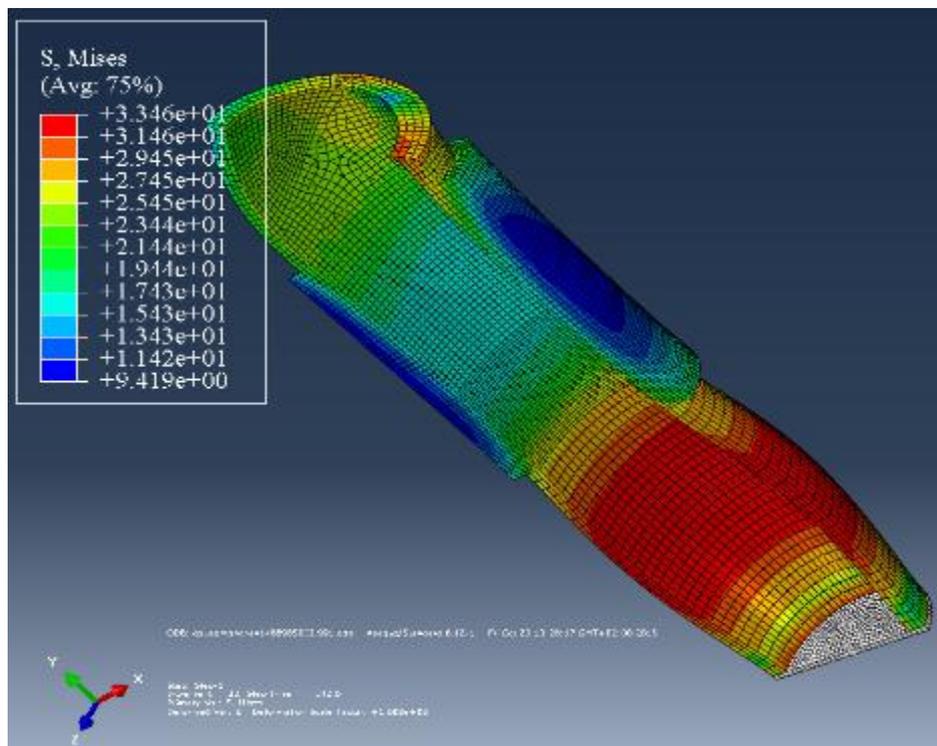


Figure III.5 : Distribution de la contrainte de Von Mises

On remarque bien sur la figure III.5, que la concentration de contrainte est bien présente sur la partie du tuyau, ce qui explique bien les résultats préliminaires d'éclatement expérimentaux déjà trouvés dans le chapitre précédent.

3.2 Modèle modifié

Nous avons commencé par un modèle vierge pour arriver à préciser la zone de concentration de contraintes. Suite à la mise sous pression interne du modèle étudié, la contrainte de Von Mises augmente progressivement d'une manière non uniforme.

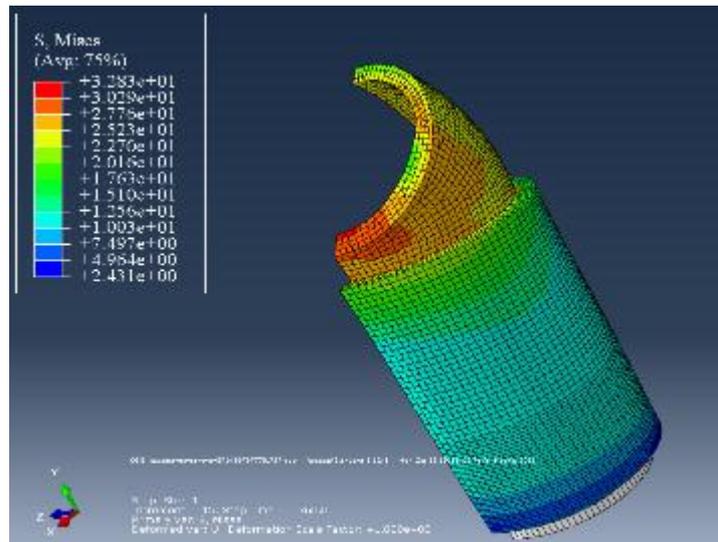


Figure III.6 : Distribution de la contrainte de Von Mises

La concentration de contraintes sur la partie intrados du coude a déjà été vérifiée dans les essais expérimentaux et sera justifiée analytiquement par l'expression des contraintes dans les coudes à 90° (figure III.6).

4 Résistance à la fissuration des coudes en PEHD

Dans cette partie, les essais de chargement des coudes sous pression en PE100 sont modélisés en présence d'un défaut superficiel, dans le but de déterminer la résistance à la propagation de fissuration de ce matériau. Pour cela, nous avons étudié l'évolution de l'intégrale J des différents contours dans le plan normal à la pointe de la fissure. Le modèle de calcul par éléments finis développé évalue l'intégrale J de manière automatique en appliquant la méthode de l'intégrale du domaine d'énergie. L'intégrale J calculée est l'énergie libérée en cas de propagation de fissure. L'amorçage d'une fissure, en mode I, se produit lorsque la valeur de l'intégrale J atteint une valeur critique appelée ténacité à l'amorçage (J_{Ic}). Ce paramètre critique est déduit à partir de la courbe de résistance à la propagation de fissure (courbe J - R). Les résultats convergent vers des valeurs de saturation à partir du 2ème contour (figure III.7).

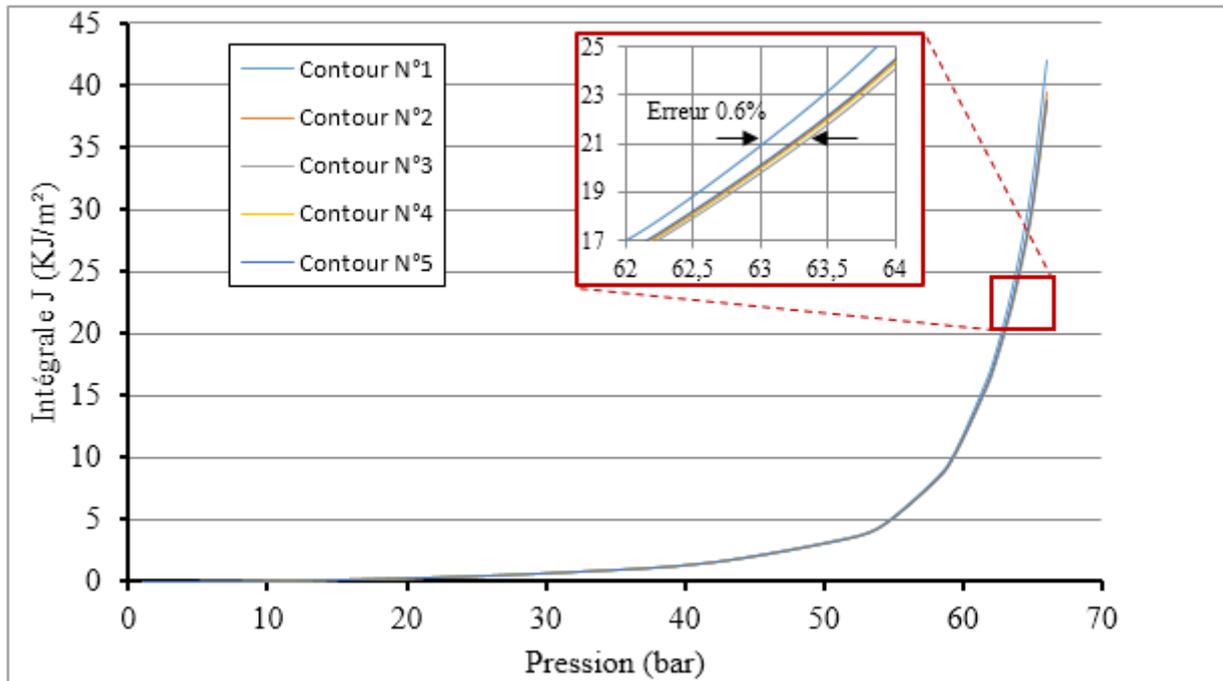


Figure III.7 : Intégrale J en fonction de la pression pour différents contours

La valeur de l'intégrale J du premier contour, le plus proche de la singularité, n'est jamais prise en considération. Les grandes déformations de cette zone peuvent fausser les résultats (Courtin, 2005). A partir du deuxième contour, les valeurs commencent à converger vers une valeur unique pour arriver à une erreur ne dépassant pas 0.6 %. Ceci confirme que les conditions de constructions d'un maillage, adapté au calcul de l'intégrale J au voisinage d'une fissure, sont bien respectées.

Suite à la mise sous pression interne du modèle étudié, la concentration de contraintes est localisée à la pointe de l'entaille dans le cas d'une conduite coudée entaillée (figure III.8). L'évolution de l'intégrale J en fonction de la pression a été étudiée pour différentes profondeurs d'entaille intrados

Nous avons étudié l'évolution de l'intégrale J des différents contours dans le plan normal à la pointe de la fissure pour plusieurs profondeurs d'entaille. Les résultats convergent vers des valeurs de saturation à partir du 5^{ème} contour. Cette convergence prouve qu'un bon maillage a été adopté.

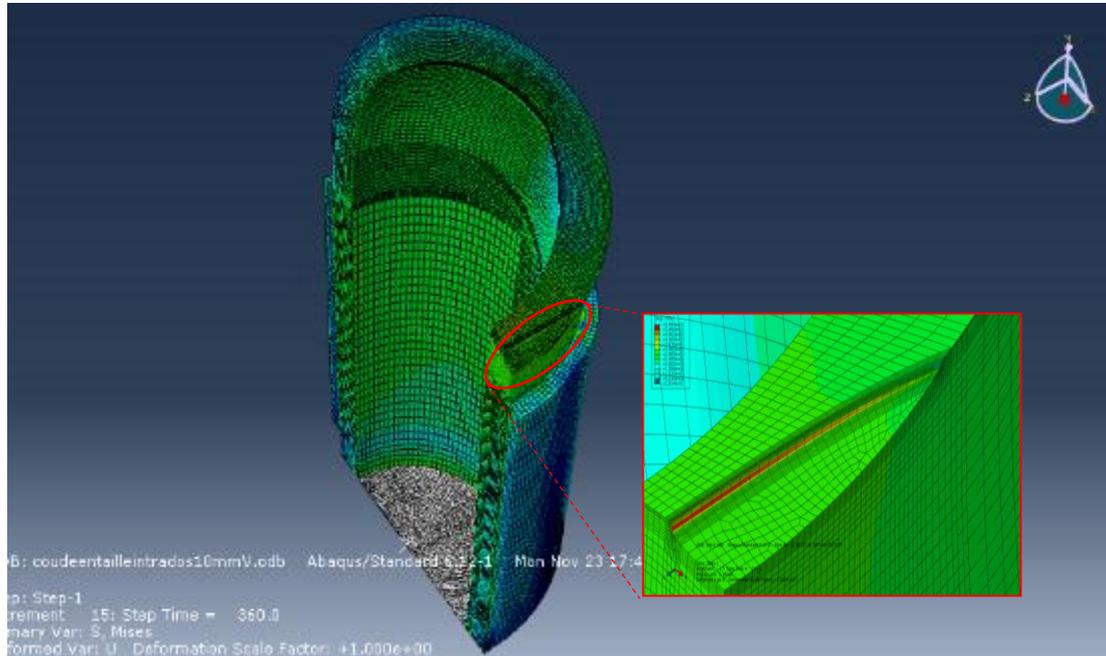


Figure III.8 : Simulation numérique d'un essai d'éclatement d'un coude avec entaille intrados

En adoptant la valeur critique de l'intégrale J trouvée expérimentalement comme caractéristique d'amorçage de fissure, nous avons mené une étude paramétrique pour étudier l'effet de la profondeur du défaut sur la pression d'amorçage de fissure dans les conduites en polyéthylène haut densité. La valeur retenue, comme étant la valeur unique de J_{Ic} , est $J_{Ic}=8.4$ kJ/m².

Les résultats de l'évolution de l'intégrale J en fonction de la pression, pour trois profondeurs d'entaille intrados, sont représentés sur la figure III.9. Pour une valeur de l'intégrale J critique J_{Ic} , nous déterminons les pressions d'amorçage des défauts. Ces résultats sont regroupés dans le tableau III.1. En dépassant ces pressions, la zone endommagée devient plus remarquable.

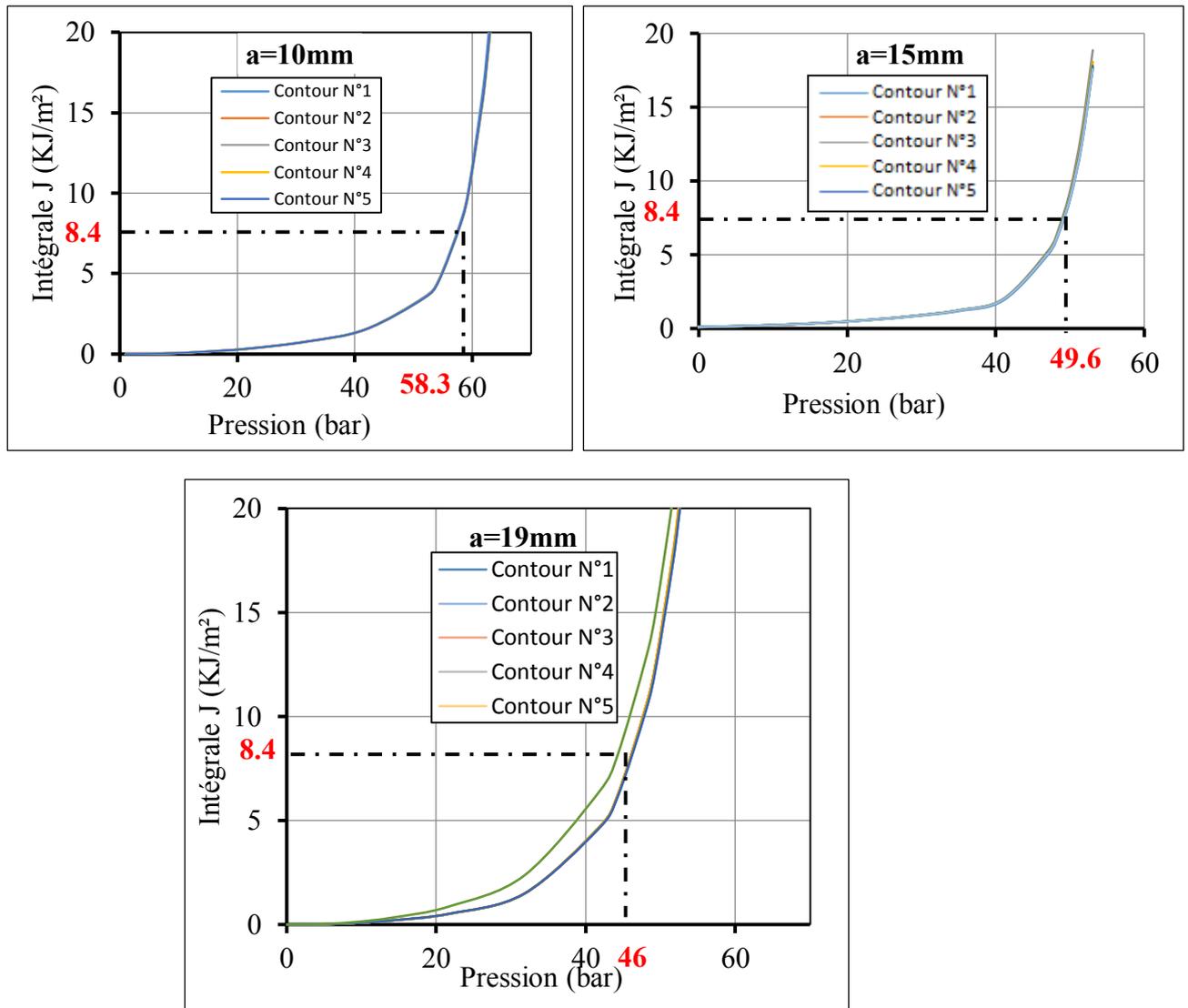


Figure III.9 : Variation de l'intégrale de contour J avec la pression interne (a=profondeur d'entaille)

$J_{Ic}=8.4$ KJ/m ²	Profondeur du défaut a (mm)	10	15	19
	Pression d'amorçage (bar)	58.3	49.6	46
	Pression d'éclatement expérimentale (bar)	65.67	64.28	62.33

Tableau III.1 : Pression d'amorçage et d'éclatement en fonction de la profondeur du défaut

A l'issue de la comparaison entre les valeurs des pressions d'éclatement déterminées expérimentalement et les pressions d'amorçage trouvées numériquement, il est clair que la pression d'amorçage est inférieure à celle d'éclatement. Résultat tout à fait logique, puisqu'il représente la dernière phase de ruine des coudes. Le décalage entre ces deux pressions représente le temps de propagation de la fissure jusqu'à la rupture. En effet, l'amorçage de fissure est suivi par une phase de propagation sur le ligament restant jusqu'à l'éclatement total.

Nous pouvons conclure que notre modélisation numérique est fidèle à l'essai expérimental. La loi de comportement, élaborée expérimentalement et introduite dans le modèle numérique, traduit avec précision le comportement du PE100.

5 Modélisation d'une éprouvette CT

Dans le but de réaliser un modèle analytique, nous avons besoin d'avoir une valeur de J_{IC} de base. Dans le chapitre précédent, nous avons expliqué la démarche expérimentale pour tracer la courbe J-R. Nous avons examiné et discuté la divergence des études sur la manière de déterminer la valeur critique de J_{IC} à partir de la courbe J-R. Selon les différentes approches, nous constatons que la valeur de J_{IC} varie selon la direction des éprouvettes. Afin de justifier notre choix final de J_{IC-CT} , une modélisation 3D de l'essai de traction sur éprouvette CT est effectuée.

Dans cette partie, nous étudions le comportement à la rupture ductile d'une éprouvettes CT. Les résultats du calcul élasto-plastique sont injectés dans les procédures de calcul de l'intégrale J programmée dans le code Abaqus pour déterminer les paramètres décrivant l'amorçage d'une fissure à partir des courbe J-R.

5.1 Modélisation

Les simulations numériques ont été réalisées sur des éprouvettes " Compact Tension CT". La géométrie du modèle est la même que celle définie dans la partie expérimentale de type CT-40, d'épaisseur 8mm. Les dimensions sont reportée en figure 4 chapitre 4. La symétrie de la forme permet de conserver uniquement la simulation d'un quart d'éprouvette, ce qui minimise le temps de calcul. La figure III.10 montre les plans de symétrie (x, y) et (x, z). Par la suite, nous définirons les conditions aux limites.

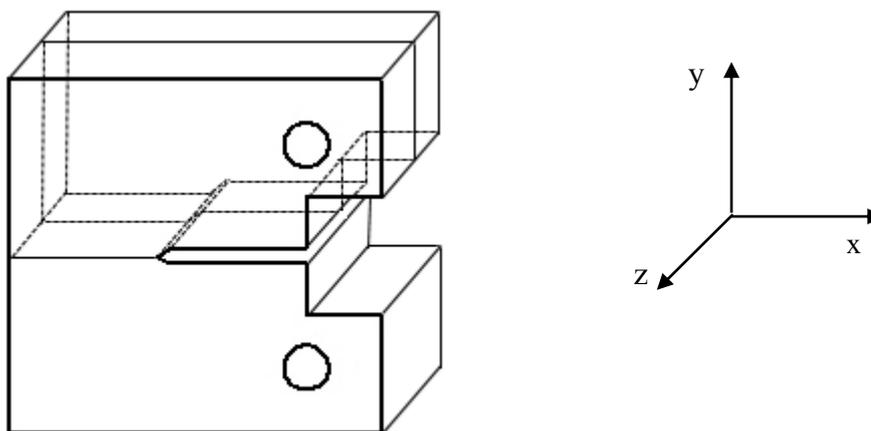


Figure III.10 : Conditions de symétrie d'un quart d'éprouvette CT

Pour déterminer la courbe de l'intégrale J en fonction du déplacement, le modèle étudié nécessite des éléments bien définis dans la zone de propagation de fissure.

5.2 Maillage

Le maillage utilisé pour l'étude des éprouvettes CT, sollicitées en mode I, est donné à la figure III.11. Il comporte des éléments hexaédriques à interpolation quadratique avec des intégrations réduites (C3D20R). Le calcul de l'intégrale J nécessite des contours bien définis autour du fond de fissure considéré rectiligne. Un maillage fin dans la zone de propagation est donc nécessaire, de manière à avoir plusieurs éléments entre les deux pointes successives de fissures.

En utilisant le logiciel HyperMesh, un maillage circulaire (figure III.11), centré sur la pointe de la fissure est utilisé et basé sur les travaux de Nakamura (Nakamura, 1988). Nous obtenons un maillage rayonnant et des contours d'intégration circulaires appropriés pour calculer l'intégrale J.

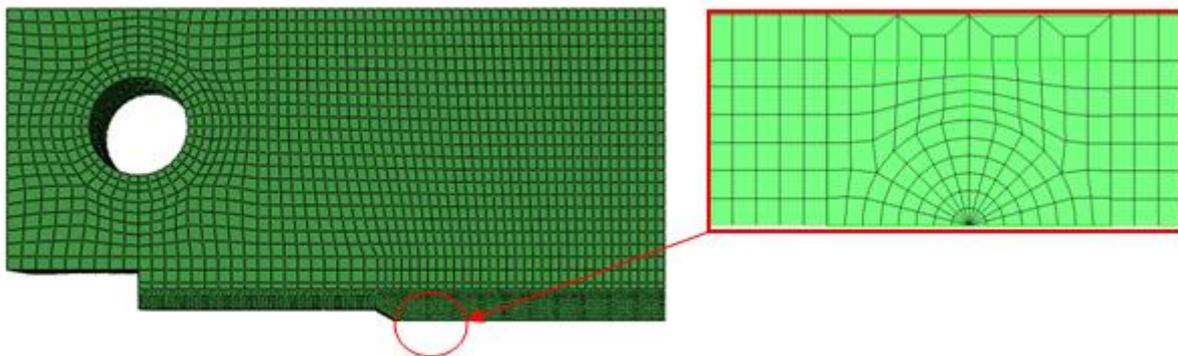


Figure III.11 : Maillage d'un quart de l'éprouvette CT

5.3 Conditions aux limites et chargement

Deux conditions de symétrie sont appliquées suivant les deux plans (x, y) et (x, z) modélisés respectivement par $(U_z = 0)$ et $(U_y = 0)$ (figure III.12).

Sur Abaqus, nous créons un point au centre du trou. Ce point est la référence du corps rigide, surface intérieure du trou. Le mouvement, où les contraintes sont appliquées au point de référence, est sur toute la partie rigide. Pendant les essais de fissuration, les éprouvettes CT sont sollicitées en déplacement imposé suivant l'axe y (figure III.13). Ce déplacement imposé varie en fonction du temps avec une vitesse de 10mm/min. Cette effort est appliqué au milieu du trou. Les calculs ont été poursuivis jusqu'au domaine élasto-plastique.

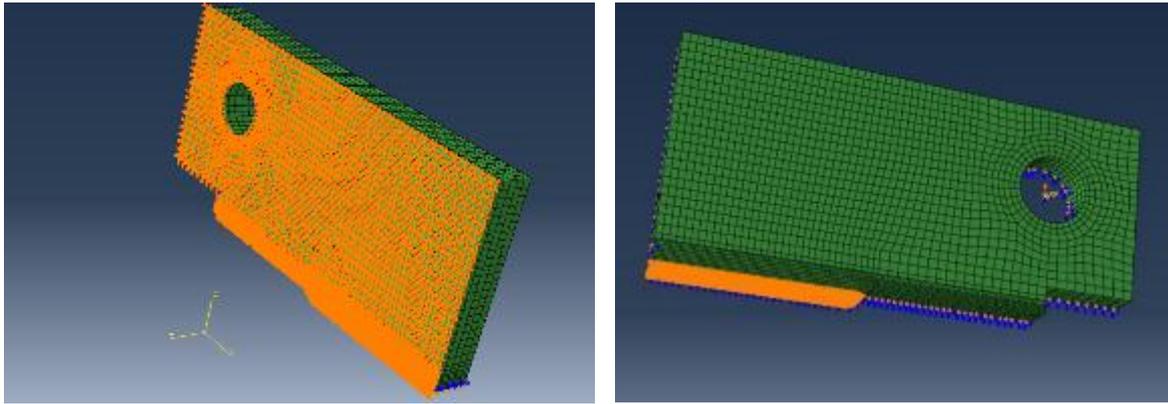


Figure III.12 : Les conditions aux limites appliquées à l'échantillon

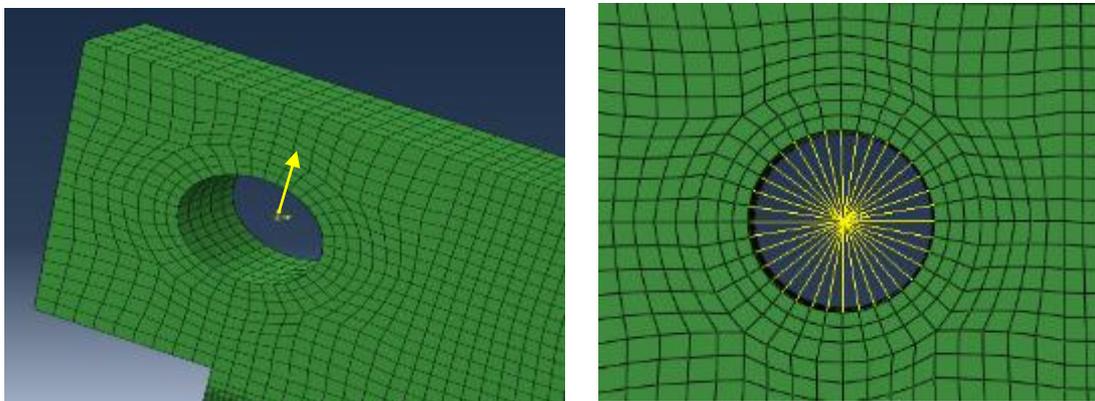


Figure III.13 : Le chargement et les conditions aux limites au centre du maillage

L'objectif de cette partie est de valider la stratégie numérique choisie. Pour cela, nous avons commencé par une comparaison d'évolution des efforts appliqués numériquement avec ceux appliqués expérimentalement. Nous réalisons une étude comparative entre les valeurs de l'intégrale J .

5.4 Résultats et discussions

L'analyse par éléments finis a été réalisée sur le code de calcul Abaqus. D'après l'étude expérimentale des essais de traction sur des éprouvettes CT, nous constatons que la valeur maximale de la force appliquée est obtenue pour un déplacement d'environ 6 mm. Donc à partir d'un déplacement de 6 mm, la fissure est déjà amorcée et sa propagation rapide débute.

Vu que la propagation de fissure n'est pas modélisée et le critère d'endommagement n'est pas introduit, nous n'avons pas étudié l'évolution de la courbe de traction au-delà des 6 mm.

La figure III.14 représente les variations de chargement avec le déplacement imposé. Un bon accord est observé entre le calcul numérique et le résultat expérimental.

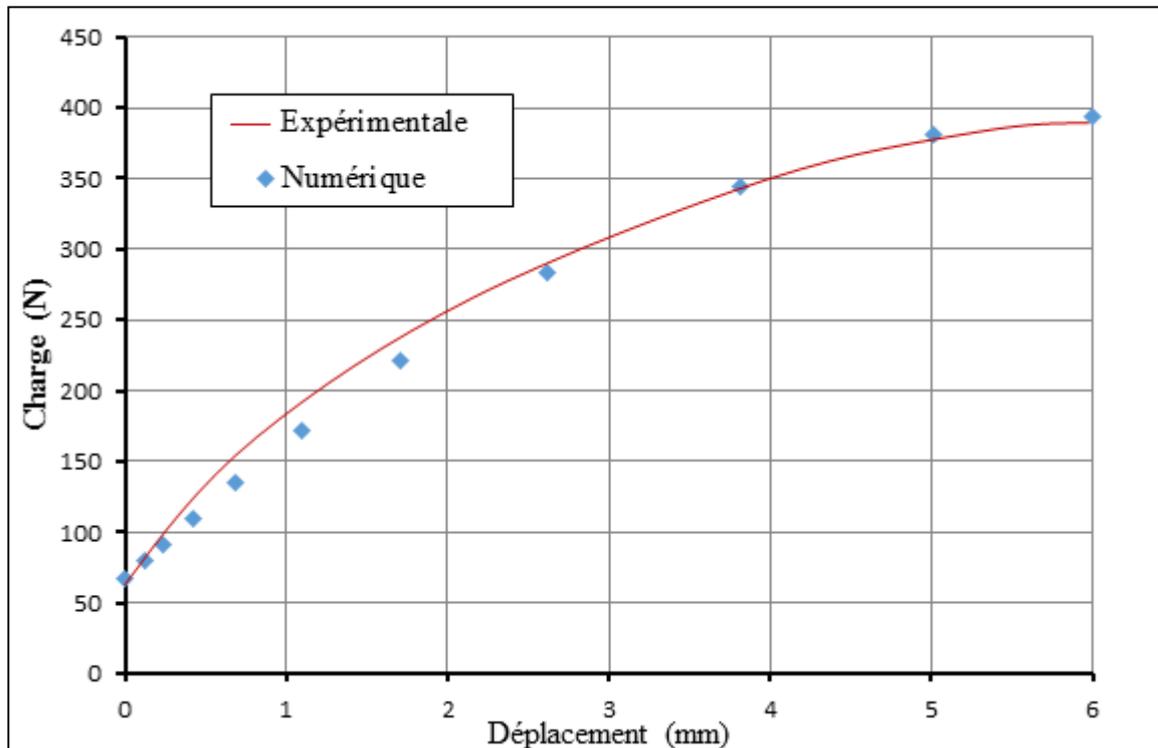


Figure III.14 : Courbes charge-déplacement

L'évolution de l'intégrale J des différents contours dans le plan normal à la pointe de la fissure est représentée dans la Figure III.15. Les résultats convergent vers des valeurs de saturation à partir du 6ème contour.

Nous avons montré dans le chapitre précédent que le fond de la fissure prend une forme parabolique au fur et à mesure de l'ouverture de l'éprouvette CT. A un déplacement de traverse environ 6mm, nommé d_{\max} , la fissure est déjà amorcée sur la totalité de l'épaisseur de l'éprouvette et sa forme parabolique s'accomplit pour devenir évidente pour les ouvertures dépassants les 8 mm. La dénomination d_{\max} vient du fait que la charge maximale, durant l'essai de traction CT, est obtenue au voisinage de ce déplacement où le fond de fissure a pris un profil parabolique. Juste après, la propagation de fissure devient plus rapide et stable, ce qui explique la diminution progressive du chargement appliqué. La valeur de la ténacité, désignant l'amorçage de la fissure correspondant à une ouverture de d_{\max} , est nommée J_{\max} .

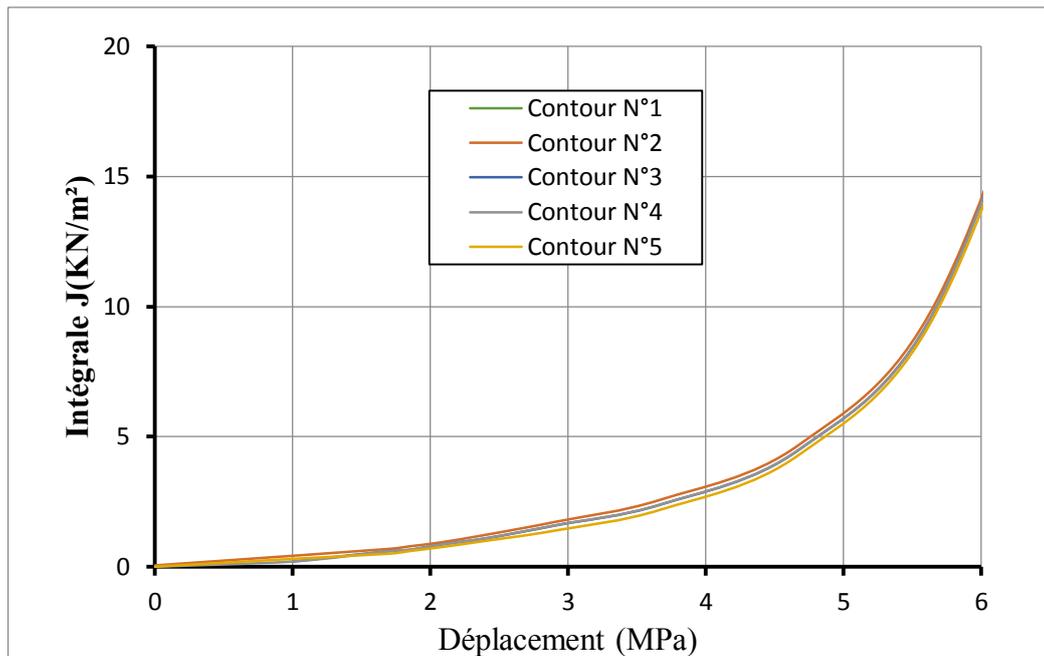


Figure III.15 : Variation de l'intégrale de contour J en fonction du déplacement de la traverse

A proximité de 6mm de déplacement, nous avons déterminé expérimentalement la valeur de J_{\max} égale à 12.47 kJ/mm². Par contre, numériquement, la valeur de J déduite de la courbe J-R, (Figure III.15) à 6mm de déplacement, est égale à 13.95 kJ/mm². Donc, la concordance entre les deux résultats est acceptable.

La première partie de ce chapitre est dédiée à l'étude numérique réalisée. Son objectif est d'étudier l'influence des défauts de type entaille sur la pression d'amorçage d'un coude sous pression interne, ainsi que la confrontation des résultats issus de cette étude avec ceux de l'expérimentation. Mais même numériquement, nous ne pouvons traiter tous les cas possibles. Nous avons donc passé à une étude analytique pour déterminer l'intégrale J en fonction de la pression interne.

A ce niveau de l'étude, nous avons calculé numériquement la pression d'amorçage d'une fissure existante sur la paroi externe d'un coude en PEHD. L'effet de la taille du défaut sur la pression d'amorçage d'une fissure dans un tube en PE100 de dimensions quelconques sera étudié dans le paragraphe suivant.

6 Modèle simplifié de l'intégrale J

Le but de ce paragraphe est de proposer une formule généralisée de l'intégrale J en fonction de la pression interne dans des coudes entaillés superficiellement sur la partie intrados quelle que soit la profondeur et la largeur de l'entaille.

L'intégrale J dépend d'une part des caractéristiques mécaniques du matériau, et est fortement liée aux paramètres géométriques : géométrie de la conduite, taille du défaut, sans oublier l'effort appliqué.

6.1 Contraintes dans les coudes

La détermination des contraintes est très importante pour estimer les Facteurs d'Intensité de Contraintes. La détermination de ces paramètres est un peu complexe. Pour cette raison, Goodall a commencé par déterminer les contraintes dans les tuyaux pour arriver aux contraintes dans les coudes.

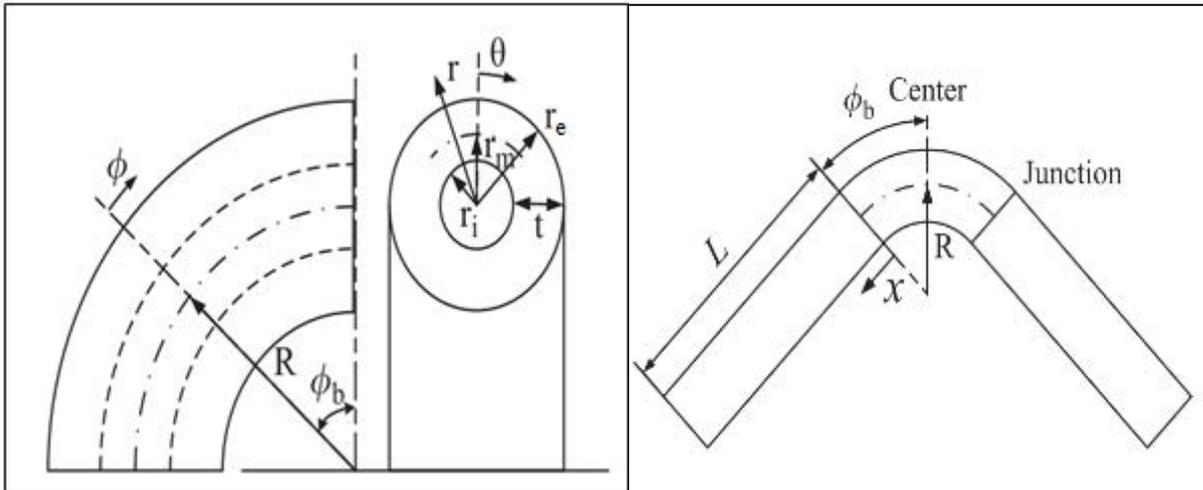


Figure III.16 : Diagrammes schématiques : (a) coudé sans tuyau fixé, (b) coudé 90° avec un tuyau attaché

Pour un tube droit à paroi épaisse, l'épaisseur de la paroi dépasse le 1/20 du diamètre, sous une pression interne P, les contraintes radiales, axiales et circonférentielles sont représentées respectivement par Goodall (Crandall SH., 1978) :

$$\sigma_{rr} = -p \frac{(r_e/r)^2 - 1}{(r_e/r_i)^2 - 1} \quad \sigma_{zz} = p \frac{1}{(r_e/r_i)^2 - 1} \quad \sigma_{\theta\theta} = p \frac{(r_e/r)^2 + 1}{(r_e/r_i)^2 - 1} \quad (\text{II.1.a})$$

r désigne la coordonnée radiale, figure. III.16.a. Lorsque le rayon du tuyau est suffisamment grand par rapport à l'épaisseur t ($t > r/20$), l'équation (II.1.a) se réduit à la solution de contraintes de paroi mince :

$$\sigma_{rr} \cong 0 \quad \sigma_{zz} = p \frac{r_i}{2t} \quad \sigma_{\theta\theta} = p \frac{r_i}{t} \quad (\text{III.1.b})$$

La composante de la contrainte circonférentielle est dominante. Elle correspond à deux fois la contrainte axiale.

D'après Goodall (Goodall, 1978), pour un coude sans soudure de 90°, seule la contrainte circonférentielle est affectée par la courbure du coude. La contrainte circonférentielle, pour un coude à paroi mince, est exprimée par celle d'un tuyau droit multipliée par un facteur dépendant du rapport rayon de courbure, rayon de tube et de l'emplacement circonférentiel.

Goodall (Goodall, 1978) a proposé les solutions de contraintes pour les coudes à paroi mince sous une pression interne :

$$\sigma_{rr} \cong 0 \quad \sigma_{zz} = p \frac{r_i}{2t} \quad \sigma_{\theta\theta} = p \frac{r_i}{t} \left(\frac{2R + r_m \cos \theta}{2R + 2r_m \cos \theta} \right) \quad (\text{III.2.a})$$

Où θ désigne la coordonnée angulaire le long de la circonférence (figure III.16.b), variant de $\theta=0$ à l'extrados, à $\theta=\pi$ à l'intrados.

On remarque que la valeur du facteur est toujours inférieure à l'unité. Elle augmente avec la croissance du rayon de courbure du coude. En ce qui concerne l'emplacement circonférentiel, la contrainte varie avec la position, avec une valeur maximale à l'intrados et un minimum à l'extrados.

L'équation (III.2.a) n'est valable que dans le cas d'une paroi mince. Pour généraliser l'équation (III.2.a) à des coudes à parois épaisses, Seok-Pyo et al. ont montré que la solution des contraintes, pour un coude à paroi épaisse sous pression interne, s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= -p \left[\frac{(r_e/r)^2 - 1}{(r_e/r_i)^2 - 1} \right] \\ \sigma_{zz} &= p \left[\frac{1}{(r_e/r_i)^2 - 1} \right] \left\{ \left(\frac{R + r_m \cos \theta}{R + r \cos \theta} \right)^3 - \cos 2\theta \left(1 + \frac{\theta}{\pi} \right) \left(\frac{r_e - r_i}{2R} \right) \right\} \\ \sigma_{\theta\theta} &= p \left[\frac{(r_e/r)^2 + 1}{(r_e/r_i)^2 - 1} \right] \left(\frac{2R + r \cos \theta}{2R + 2r \cos \theta} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.2.b})$$

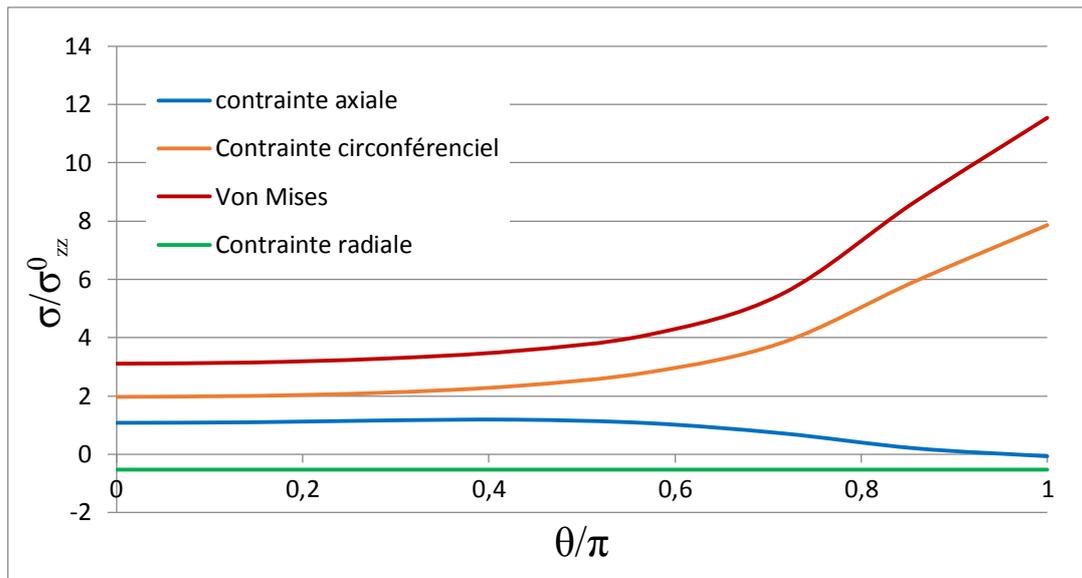


Figure III.17 : Variation angulaire de la contrainte axiale et circonférentielle dans un coude sans défaut

Nous remarquons sur la figure III.17 que la contrainte circonférentielle est très importante pour un angle $\theta = \pi$, c'est à dire sur la partie intrados du coude. Les contraintes représentées sur la figure 17 sont normalisés par rapport à la contrainte axiale d'un tube droit à paroi épaisse, σ_{zz}^0 dans l'équation (III.1.a).

La contrainte circonférentielle maximale se produit sur la surface intérieure de la partie intrados du coude. Cette contrainte est supérieure à celle d'un tuyau droit. La contrainte est minimale sur la partie extrados du coude. Elle est inférieure à celle d'un tuyau droit. Cette représentation analytique est en concordance avec les simulations numériques effectuées précédemment (figure III.6).

En se basant sur la méthode R6 (Marie, 2007), dans un coude avec une fissure superficielle circonférentielle, la contrainte perpendiculaire à la direction des défauts est améliorée par le facteur suivant (Shi, 2015) :

$$\text{Facteur d'espace : } \frac{1}{1 - \frac{A_C}{A_t}} \quad (\text{III.3})$$

Avec $A_C = a.c$ et $A_t = (c+t).t$; t l'épaisseur du coude, a profondeur du défaut et c : largeur du défaut.

6.2 Intégrale J

Plusieurs solutions existantes, déterminant la pression limite dans des conduites endommagées, sont développées analytiquement sur la bases des données obtenues par des essais expérimentaux (Rishi Kumar Sharma, 2006) (I. Skozrit, 2009), (Z. Skozrit, 2005).

Dans les procédures d'évaluation de l'intégrité structurale, les valeurs de l'intégrale élasto-plastique sont obtenues en utilisant la théorie de la déformation plastique où la réponse contrainte-déformation, dans les analyses par éléments finis, est décrite par le modèle de Ramberg-Osgood :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\sigma_y} + \alpha \left(\frac{\sigma}{\sigma_y} \right)^n \quad (\text{III.4})$$

σ_y est la limite d'élasticité, ε_0 la déformation de référence ($\sigma_y = E\varepsilon_0$) ; E module d'Young. Les valeurs de α et n représentent les constantes liées au matériau.

Nous nous basons sur cette équation pour déterminer l'équation de l'intégrale J en fonction de sa valeur élastique J_e :

$$J = J_e \left[A + \frac{0.5(\sigma/\sigma_y)^2}{A} \right] \quad (\text{III.5})$$

$$J_e = K^2 / E' \quad (\text{Marie, 2007})$$

$$E' = \frac{E}{1-\nu^2} \quad (\text{Contraintes planes}), \nu \text{ coefficient de Poisson}$$

K est le Facteur d'Intensité de Contraintes déterminé par l'équation suivante (S. Marie, 2007) :

$$K = K_I = \sqrt{\pi a} \left[P \left(\frac{r_e^2}{r_e^2 - r_i^2} \right) i_0 \right] \quad (\text{III.6})$$

P est la pression intérieure dans les coudes, r_i et r_e sont respectivement le rayon intérieur et extérieur du coude, a la profondeur de fissure et i_0 un coefficient d'influence variant selon la forme et la position de la fissure (S. Marie, 2007).

$$A = 1 + \alpha \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n \quad (\text{III.7})$$

Dans notre cas, nous avons une fissure superficielle circonférentielle, semi-elliptique. σ est la contrainte perpendiculaire à la surface de la fissure. Cette contrainte est déterminée en multipliant σ_{zz} de l'équation (III.2.b) par le facteur d'espace (Shi, 2015).

L'intégrale J permet, sous certaines conditions, de quantifier la sévérité d'un chargement appliqué à une structure fissurée. L'utilisation de l'intégrale J comme critère de rupture nécessite une connaissance approfondie du matériau. Pour cela, nous déterminons les paramètres du PEHD. Ces paramètres sont déterminés en se basent sur les résultats expérimentaux de traction.

6.3 Ajustement du modèle à l'aide de simulations par éléments finis

L'estimation simplifiée de l'intégrale J sera comparée aux résultats par éléments finis au fond de fissure, où l'intégrale J est maximale pour tous les calculs 3D.

Dans les formules précédentes, nous avons supposé que notre défaut était une fissure. Pour cela un modèle, selon le schéma Statique/implicite, a été développé. Nous respectons la même démarche utilisée auparavant dans la modélisation des essais d'éclatements pour déterminer l'intégrale-J au fond de fissure.

Dans cette partie, le modèle étudié est un coude 90° PE100 de diamètre extérieur $D_e=125\text{mm}$ et d'épaisseur $t=12\text{mm}$, avec une fissure intrados de forme d'arc de cercle (figure III.18).

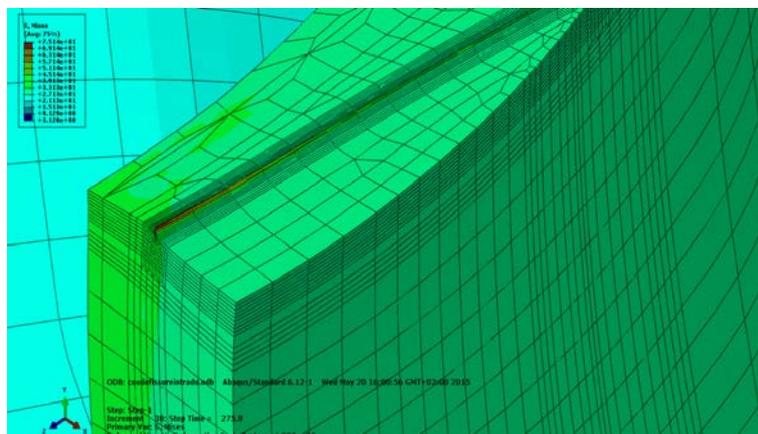


Figure III.18 : Simulation numérique sur un coude pré-fissuré soumis à une pression interne

Les résultats convergent vers une même valeur de J pour tous les contours à partir du deuxième. Cette convergence prouve qu'un bon maillage a été adopté.

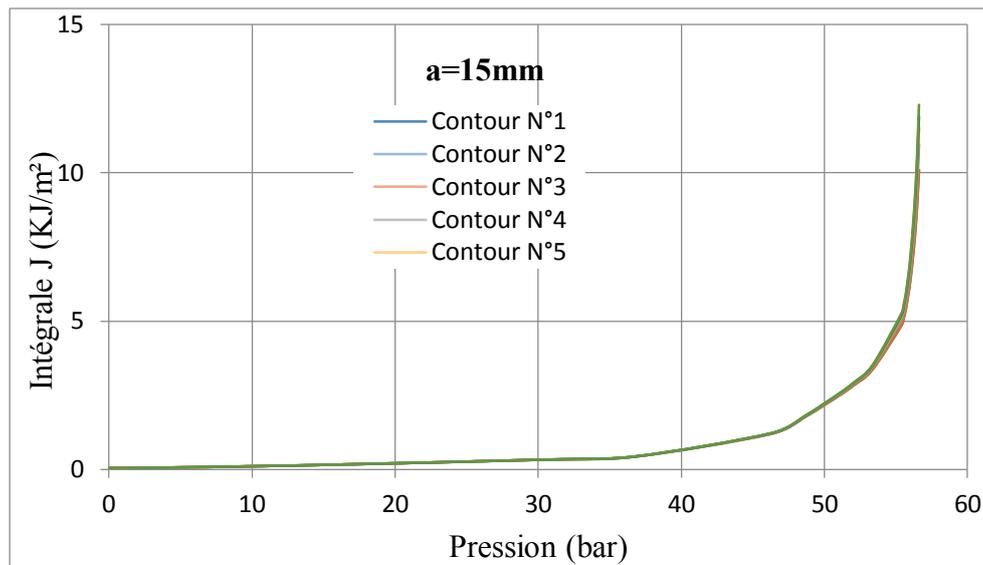


Figure III.19 : Variation de l'intégrale de contour J avec la pression interne (a =profondeur de fissure)

Dans le cas d'un coude avec un défaut intrados, nous ne nous sommes pas en présence d'une fissure semi-elliptique. Pour cela, nous avons choisi les mêmes largeurs et profondeurs du défaut utilisées dans l'étude expérimentale et numérique des essais d'éclatement (tableau III.2).

Le choix du défaut en forme d'un segment circulaire, dans les essais d'éclatement, est dû à des difficultés d'usinage d'une forme semi-elliptique.

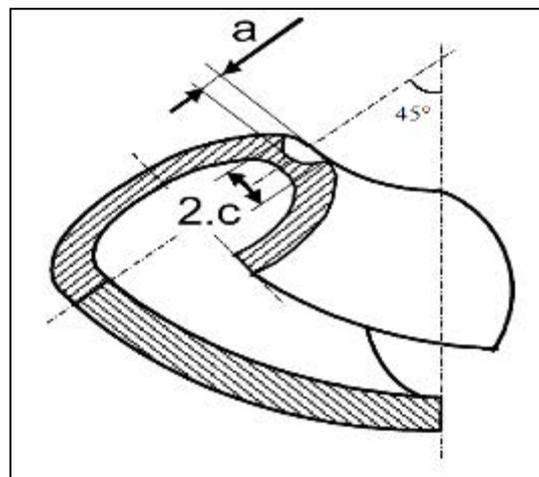


Figure III.20 : Géométrie et position d'une fissure semi-elliptique

a	6	8	10
c	52	60.2	67.8

Tableau III.2 : Dimensions des fissures (mm)

La règle R6 (Milne, 1988) propose de négliger l'influence des contraintes circonférentielles et radiales de pression sur la contrainte de référence. Quelques calculs ont montré les dangers de cette approximation (Desquines, 1996). Nous avons commencé par une comparaison des estimations simplifiées obtenues sur des coudes 90° avec défaut entièrement circonférentiel chargé en pression interne, en tenant compte l'effet des contraintes circonférentielle et radiale.

Les résultats de cette comparaison sont résumés sur la figure III.21. Les courbes d'intégrale-J, en fonction de la pression, sont déterminées par éléments finis (MEF) et par calcul mathématique à l'aide du modèle simplifié. Nous ne tenons pas compte de la contrainte circonférentielle dans le calcul de σ (MSE2), mais du chargement complet (MSE1).

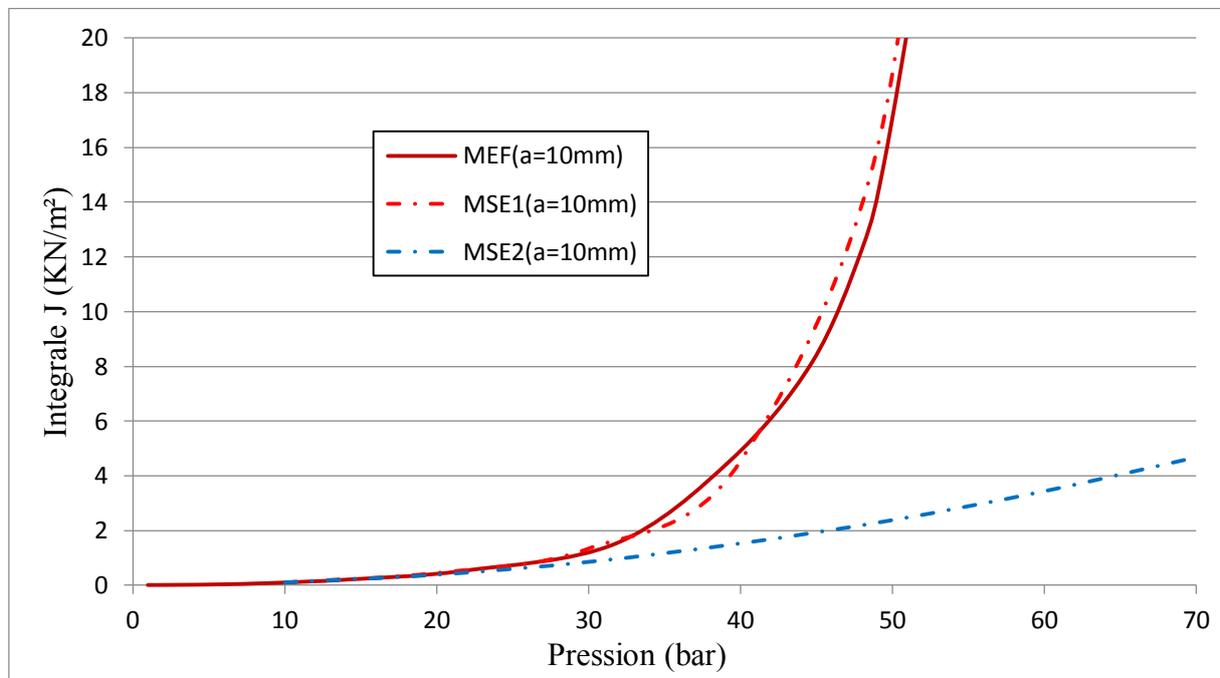


Figure III.21 : Comparaison des MEF, MSE1 et MSE2

La figure III.21 présente la comparaison des deux méthodes analytiques aux résultats par éléments finis. Nous constatons que négliger la contrainte circonférentielle conduit à des estimations simplifiées non conservatives. Ces calculs prouvent l'importance de la prise en compte des contraintes radiales et surtout circonférentielles. Nous les prenons systématiquement en compte par la suite.

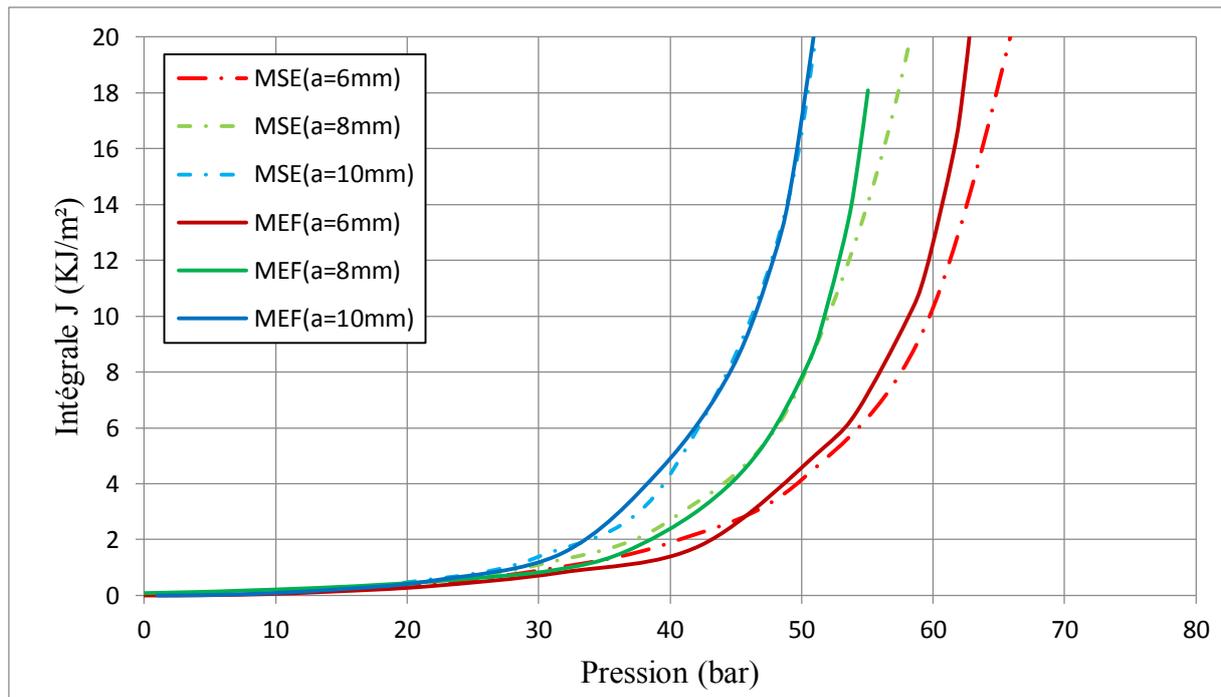


Figure III.22 : Comparaissent du modèle simplifié (MSE) et du modèle par éléments finis (MEF)

La logique veut que les courbes de l'intégrale-J ne soient pas confondues sur Figure 22. En effet, les calculs par éléments ont été réalisés sur des coudes avec des pré-fissures ayant la forme d'un segment circulaire. Par contre, les équations utilisées dans les calculs analytiques ont été réalisés sur des coudes ayant une pré-fissure semi-elliptique.

Pour valider la méthode simplifiée, nous avons modifié le facteur d'espace retenus par Marie (Marie, 2007) pour le valider dans le cas d'un défaut de la forme d'un segment de cercle (figure III.23). Cette modification a été attribuée au facteur d'espace (Eq.III.3) défini précédemment :

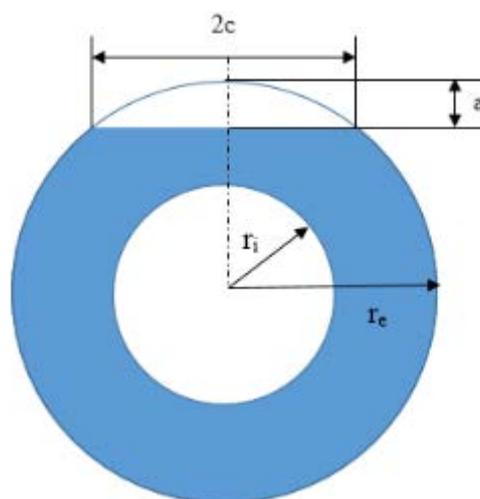


Figure III.23 : Géométrie d'une fissure de forme d'un segment de cercle

$$\frac{1}{1 - \frac{A_c}{A_t}} \quad (\text{III.8})$$

Avec $A_c = r_e^2 \arcsin.(c / r_e) - c(r_e - a)$ et $A_t = \pi(r_e^2 - r_i^2)$

Pour calculer la contrainte de Von Mises, la contrainte perpendiculaire à la direction du défaut est améliorée. Nous rappelons que le critère de Von Mises est le plus couramment utilisé. Ce critère prend en compte les composantes de contraintes de traction, compression et cisaillement pour donner un niveau de contrainte isotrope. Elle s'écrit sous la forme :

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_{zz} - \sigma_{rr})^2 + (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})^2 + (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{zz})^2} \quad (\text{III.9})$$

Les résultats de l'intégrale-J en fonction de pression sont présentés dans la figure III.24. Nous constatons l'existence d'une bonne concordance entre les courbes de l'intégrale-J.

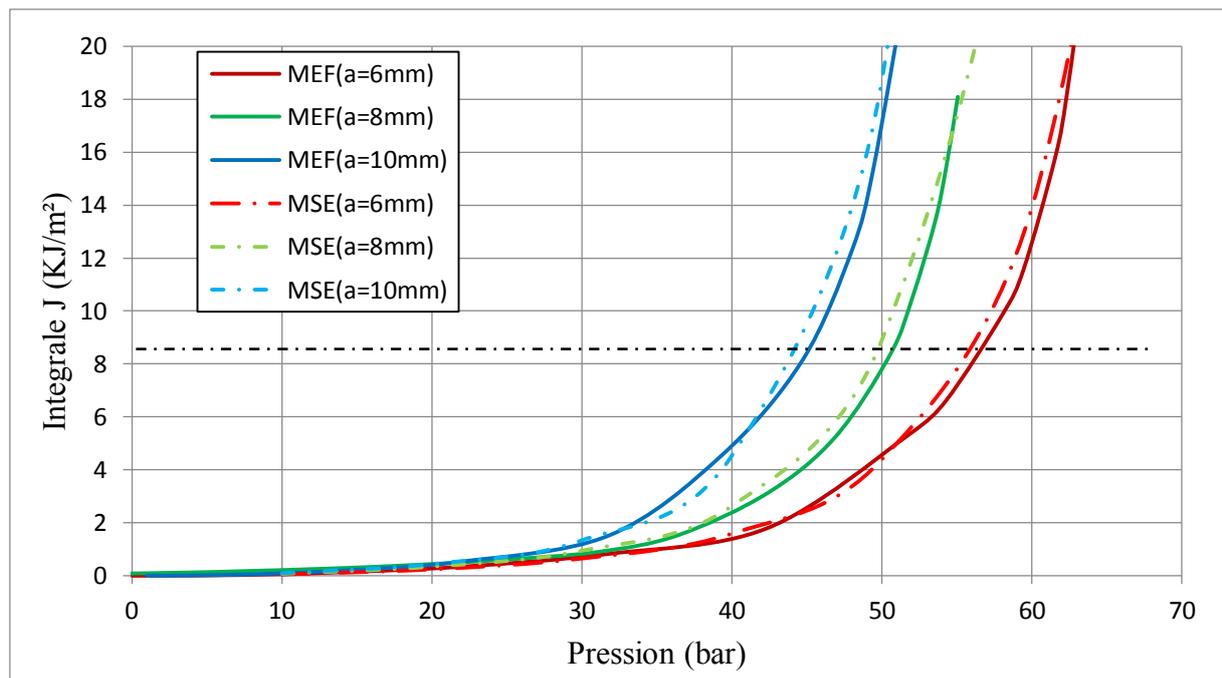


Figure III.24 : Comparaison entre l'estimation de l'intégrale J et les résultats par éléments finis

Pour une valeur de l'intégrale critique $J_{Ic} = 8.4 \text{ KJ/m}^2$, les résultats des pressions d'amorçage sont reportés dans le tableau III.3.

Profondeur (mm)	6	8	10
P_a numérique (bar)	56.4	50.6	45
P_a analytique (bar)	56	49.6	44.6
Erreur (%)	0.7	1	0.8

Tableau III.3 : Résultats des Pressions d'amorçages P_a

En comparant les valeurs des pressions d'amorçage trouvées numériquement et celles calculées par notre modèle simplifié de l'intégrale J, nous trouvons une petite erreur qui ne dépasse pas les 2%. Cette erreur provient du choix des contours d'intégration qui dépendent du maillage choisi.

L'avantage de l'équation proposée réside dans sa simplicité vu que son application ne nécessite que la connaissance de la limite d'élasticité du matériau, les dimensions de la conduite et la taille du défaut. La formulation proposée détermine la taille du défaut admissible dans la paroi d'une conduite soumise à une pression constante.

7 Conclusion

En raison du caractère ductile de la rupture du PEHD à l'état neuf, nous avons choisi d'utiliser le concept de l'intégrale J de la mécanique élasto-plastique de la rupture. Mais vu l'incertitude des approches de détermination de la valeur critique trouvée de ce paramètre, nous avons combiné la méthode de l'intégrale J avec le déplacement d'ouverture en pointe de fissure. Nous avons trouvé une valeur critique, J_{Ic} égal à 8.4 KN/m².

A l'aide d'une modélisation élasto-plastique dépendant de la vitesse de déformation, nous avons démontré que la valeur de J_{Ic} peut être définie avec une précision acceptable. Par la suite, un modèle de calcul par éléments finis, capable de calculer l'intégrale J au voisinage d'un défaut, a été développé. Cette modélisation se base essentiellement sur deux éléments primordiaux :

- La loi de comportement, établie dans la partie expérimentale, a été appliquée au modèle.
- Un maillage adapté au calcul de l'intégrale J a été construit au voisinage du défaut de manière que l'intégrale J converge vers une même valeur à partir du deuxième contour.

En se basant sur les résultats de la modélisation numérique, nous avons démontré dans la première partie de cette étude que :

- La concentration de contraintes est au niveau de la partie intrados dans le cas d'un coude vierge, et même dans le cas d'un coude avec défaut superficiel circonférentiel.
- L'effet de la présence d'une entaille, de faible épaisseur sur l'instant de l'amorçage de fissure, diminue avec la profondeur du défaut. Ceci est dû à la présence d'effet de bord qui augmente le degré de triaxialité.
- Dans un coude avec un défaut de faible profondeur, une déformation plastique bien étendue au voisinage du défaut est observée. La pression atteint une valeur importante avant la propagation de la fissure. Par conséquent, la propagation de la fissure est très rapide, et le temps entre l'amorçage et la rupture de la conduite est très réduit.
- Après modélisation numérique de l'essai CT compact, la valeur de J , déterminée à partir de la courbe J - R , pour une avancée de fissure a de 1.15 mm, est considérée comme étant la valeur de la ténacité critique J_{Ic} du PE100, égale à 8.4 KJ/m².

Dans la deuxième partie, nous nous sommes appuyés sur la démarche de la méthode A6 (Marie, 2007). Nous avons construit une méthode simplifiée applicable aux coudes 90° en présence des défauts superficiels circonférentiels permettant de prendre en compte les composantes de chargement suivantes :

- Contrainte de membrane radiale de pression,
- Contrainte de membrane axiale de pression,
- Contrainte de membrane circonférentielle de pression.

Nous retiendrons, pour toute cette étude, le critère de plasticité de Von Mises. Nous avons montré l'importance de la prise en compte des termes radiaux et surtout circonférentiaux de pression.

A partir de la formule, nous présentons la courbe qui détermine la variation de l'intégrale- J avec la pression. Ainsi, en se basant sur la ténacité trouvée, nous estimons la pression d'amorçage d'une fissure dans un coude en PEHD PE100 présentant un défaut superficiel.

Les pressions d'amorçages trouvées sont inférieures aux pressions d'éclatement, avec un décalage légèrement variable. Ce décalage provient de la phase de propagation de la fissure. En effet, l'amorçage de la fissure est suivi d'une phase de propagation sur le ligament restant jusqu'à l'éclatement total. L'avantage de l'équation proposée réside dans sa simplicité, vu que son application ne nécessite que la connaissance de la limite d'élasticité du matériau, les paramètres géométriques de la conduite et la taille du défaut.

Dans le deuxième chapitre un modèle simulant l'écoulement transitoire en conduite d'un fluide incompressible est déterminé. Ce modèle sera utilisé dans le chapitre V pour étudier l'effet des coudes en PE100 sur la variation de la pression en régime transitoire.

Chapitre IV : Formulations mathématiques des écoulements transitoires dans les conduites

1 Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions l'écoulement transitoire d'un liquide dans une conduite cylindrique en tenant compte du couplage fluide-structure. Le changement de l'écoulement d'un fluide, contenu à l'intérieur d'une conduite, entraîne de brusques variations de pression. Ces variations seront plus importantes si la modification du débit a été brutale et si le fluide est un liquide. Par rapport au régime permanent, les pressions peuvent atteindre des valeurs excessives. Le régime transitoire peut être provoqué par le coup de bélier.

Le coup de bélier est caractérisé par la propagation d'ondes de surpression et de dépression, qui dépendent entre autres de l'élasticité de l'eau et des différents tronçons de la conduite. Les variations de pression sont provoquées par une modification du régime d'un liquide s'écoulant à l'intérieur d'une canalisation. Les causes des coups de bélier sont diverses, mais sont fréquentes lors du démarrage ou de l'arrêt d'une installation hydraulique, par exemple, une fermeture de vanne ou un arrêt rapide de pompe.

A partir des équations fondamentales de la mécanique des fluides, nous établirons un système d'équations qui permet de calculer la pression et la vitesse d'écoulement dans une conduite cylindrique quasi-rigide. Nous nous intéressons plus tard aux problèmes de l'interaction fluide-structure.

2 Modèle numérique sans interaction fluide-structure

2.1 Introduction

Les formulations mathématiques simplifiées relatives aux écoulements transitoires de fluide dans une conduite cylindrique élastique, quasi-rigide ou déformable, sont établies à partir des équations fondamentales de la mécanique des fluides. Ces formulations seront transformées et appliquées selon la méthode numérique de résolution adaptée.

2.2 Hypothèse

L'hypothèse de l'écoulement monodimensionnel est traduite par la variation longitudinale de l'aire de la section droite $S=S(x)$ de la conduite, les propriétés de l'écoulement étant uniformes dans chaque section droite [Brun et al. (1968)].

Ainsi, les variables dépendantes seront :

$$\bar{V} = \frac{1}{S} \int_S V dS, \quad \bar{p} = \frac{1}{S} \int_S p dS \quad (\text{IV.1})$$

respectivement la vitesse moyenne et la pression moyenne dans la section considérée.

Pour alléger les notations, on utilisera V et p au lieu de \bar{V} et \bar{p} .

2.3 Equation du mouvement

Pour une particule fluide visqueuse, l'équation générale de la dynamique s'écrit (Frelin, 2003) :

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}_v + \text{div} \bar{\tau} \quad (\text{IV.2})$$

où \vec{F}_v désigne les forces volumiques et $\bar{\tau}$ le tenseur des contraintes.

Comme précédemment, considérons un écoulement unidimensionnel et supposons que les forces volumiques se réduisent uniquement à l'action de la pesanteur. En décomposant l'accélération $\frac{d\vec{V}}{dt}$ et en désignant par df la dégradation énergétique, l'équation (IV.2) s'écrit :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + g \frac{dz}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{df}{dx} = 0 \quad (\text{IV.3})$$

Dans le but de simplifier les écritures, on pose souvent pour les liquides :

$$H = \frac{p}{\rho g} + z \quad \text{et} \quad \frac{df}{dx} = \frac{\lambda}{2D} V |V| \quad (\text{IV.4})$$

En tenant compte de la remarque précédente sur la masse volumique, la relation (IV.4) peut s'écrire :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\lambda V |V|}{2D} = 0 \quad (\text{IV.5})$$

2.4 Equation de continuité

L'équation de continuité ou de conservation de la masse d'un écoulement unidimensionnel (figure IV.1) s'exprime par la relation (Carlier, 1980) :

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho S V)}{\partial x} = 0 \quad (\text{IV.6})$$

Cette expression est valable pour un filet de courant, mais dans cette théorie nous l'étendrons à une canalisation. En d'autres termes, nous admettrons que l'écoulement à l'intérieur d'une tuyauterie est tel que sa vitesse V , sa pression p , et sa masse volumique ρ conservent, à un temps t , la même valeur en tous points d'une section droite d'aire S et d'abscisse curviligne x .

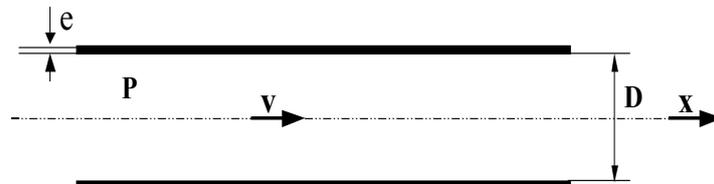


Figure IV.1 : Ecoulement unidimensionnel

Les liquides sont habituellement considérés comme des fluides incompressibles mais, ici, on tiendra compte de leur légère compressibilité. Evidemment, la variation de leur masse volumique restera toujours faible devant une valeur moyenne prise en compte.

Compte tenu de ces remarques sur les liquides, la relation (IV.6) s'écrit :

$$\rho \frac{\partial S}{\partial t} + S \frac{\partial \rho}{\partial t} + V \rho \frac{\partial S}{\partial x} + V S \frac{\partial \rho}{\partial x} + S \rho \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (\text{IV.7})$$

Compte tenu de l'expression du coefficient de compressibilité isentropique K du liquide et de la variation de l'aire de la section de la conduite en fonction du module d'élasticité d'Young :

$$K = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right), \quad \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial p} = \frac{D}{Ee} \quad (\text{IV.8})$$

La célérité des ondes de pression s'exprime par :

$$C = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} + \rho \frac{cD}{Ee} \right)^{-1/2} = \frac{\sqrt{K/\rho}}{\sqrt{1 + KD/Ee}} \quad (\text{IV.9})$$

Divisons l'équation l'équation (IV.7) par ρS nous aurons :

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{S} \left(\frac{\partial S}{\partial t} + V \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + V \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = 0 \quad (\text{IV.10})$$

ou encore :

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{S} \frac{dS}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (\text{IV.11})$$

Compte tenu de (IV.4), (IV.8) et (IV.9), l'équation (IV.11) devient :

$$\frac{C^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} + V \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sin \alpha \right) + \frac{dH}{dt} = 0 \quad (\text{IV.12})$$

où $V \sin \alpha = \frac{dz}{dt}$ et $\sin \alpha$ est la pente de la conduite.

2.5 Résolution par la méthode des caractéristiques

La méthode des caractéristiques est une méthode permettant de résoudre les équations aux dérivées partielles. Cette méthode transforme un système d'équations aux dérivées partielles en un système d'équations différentielles ordinaires intégrées numériquement sur des lignes caractéristiques (Fox, 1977).

Reprenons le système des équations (IV.5) et (IV.12) et notons :

$$L_1 = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{C^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} + V \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sin \alpha \right) = 0 \quad (\text{IV.13})$$

$$L_2 = g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\lambda V |V|}{2D} = 0 \quad (\text{IV.14})$$

Le débit volumique est la quantité de liquide occupant un volume cylindrique de base S à une vitesse égale à V , correspondant à la longueur du trajet effectué pendant l'unité de temps, par une particule de fluide traversant S .

La vitesse du fluide dans la conduite peut s'écrire $V = Q/S$.

Les deux équations (IV.13) et (IV.14), s'écrivent :

$$L_1 = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{C^2}{gS} \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{Q}{S} \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sin \alpha \right) = 0 \quad (\text{IV.15})$$

$$L_2 = \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{1}{gS} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{Q}{gS^2} \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\lambda Q |Q|}{2gDS^2} = 0 \quad (\text{IV.16})$$

La combinaison linéaire des deux équations (IV.15) et (IV.16), sous la forme $aL_1 + L_2 = 0$, donne :

$$a \left[\frac{\partial H}{\partial t} + \left(\frac{Q}{S} + \frac{1}{a} \right) \frac{\partial H}{\partial x} \right] + \left[\frac{1}{gS} \frac{\partial Q}{\partial t} + \left(\frac{aC^2}{gS} + \frac{Q}{gS^2} \right) \frac{\partial Q}{\partial x} \right] - a \frac{Q}{S} \sin \alpha + \frac{\lambda Q|Q|}{2gDS^2} = 0 \quad (\text{IV.17})$$

a : est un multiplicateur, a priori, inconnu.

La méthode des caractéristiques consiste à choisir deux valeurs particulières de a pour transformer le système (IV.15) et (IV.16) en un ensemble d'équations différentielles ordinaires.

Si $Q(x, t)$ et $H(x, t)$ sont solutions des équations (IV.15) et (IV.16), alors on peut écrire :

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{dx}{dt} \frac{\partial H}{\partial x} \quad \text{et} \quad \frac{dQ}{dt} = \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{dx}{dt} \frac{\partial Q}{\partial x} \quad (\text{IV.18})$$

Ce qui revient à résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \frac{Q}{S} + \frac{1}{a} \\ \frac{dx}{dt} = \frac{Q}{S} + C^2 a \end{cases} \quad (\text{IV.19})$$

On obtient alors :

$$a = \pm \frac{1}{C} \quad (\text{IV.20})$$

et l'équation (IV.17) devient une équation différentielle ordinaire :

$$a \frac{dH}{dt} + \frac{1}{gS} \frac{dQ}{dt} - a \frac{Q}{S} \sin \alpha + \frac{\lambda Q|Q|}{2gDS^2} = 0 \quad (\text{IV.21})$$

En remplaçant a par $\pm 1/C$, dans l'équation (IV.21), on obtient les deux systèmes suivants (Dallali, et al., 2015) :

$$C^+ \begin{cases} \frac{1}{C} \frac{dH}{dt} + \frac{1}{gS} \frac{dQ}{dt} - \frac{Q}{CS} \sin \alpha + \frac{\lambda}{2DS^2} Q|Q| = 0 \\ \frac{dx}{dt} = \frac{Q}{S} + C \end{cases} \quad (\text{2.22})$$

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \frac{Q}{S} + C \end{cases} \quad (\text{2.23})$$

$$C^- \begin{cases} -\frac{1}{C} \frac{dH}{dt} + \frac{1}{gS} \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{CS} \sin \alpha + \frac{\lambda}{2DS^2} Q|Q| = 0 & (2.24) \\ \frac{dx}{dt} = \frac{Q}{S} - C & (2.25) \end{cases}$$

Les équations (IV.22) et (IV.24) sont des équations de compatibilité, elles déterminent l'évolution du débit et de la charge en fonction du temps et de l'espace (figure IV.2). Elles ne sont valables que lorsque les équations (IV.23) et (IV.25) sont respectivement satisfaites.

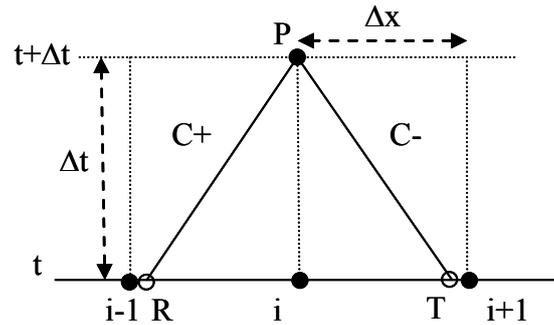


Figure IV.2 : Lignes caractéristiques

Les lignes C^+ et C^- , définies par les équations (IV.23) et (IV.25), représentent les lignes caractéristiques. Du point de vue physique, les lignes caractéristiques correspondent aux tracés le long desquels les perturbations sont propagées (Abbott, 1966). Comme démontré dans la figure IV.2, une perturbation au point (i-1) aura traversé le trajet $\Delta x = a \cdot \Delta t$ au point (i) dans le temps Δt .

On suppose l'existence des conditions (x, t, Q, H) aux points R et T. Les lignes caractéristiques C^+ et C^- issues de R et T se coupent en un point P dont les coordonnées sont inconnues. Nous obtenons alors la solution en P par un procédé d'intégration des équations différentielles d'évolution suivant les lignes C^+ et C^- .

$$H_{Pi} = C_P - BQ_{Pi} \quad (IV.26)$$

$$H_{Pi} = C_M + BQ_{Pi} \quad (IV.27)$$

Avec C_P et C_M sont des constantes connues à chaque pas de temps, ayant pour valeur

$$C_P = H_R + BQ_R(1 + G \sin \alpha - R|Q_R|) \quad (IV.28)$$

$$C_M = H_T - BQ_T(1 - G \sin \alpha - R|Q_T|) \quad (\text{IV.29})$$

Où H_R , Q_R , H_T et Q_T les variables d'état de l'écoulement aux points R et T

$$Q_R = Q_i - \xi(Q_i - Q_{i-1}) \quad (\text{IV.30})$$

$$Q_T = Q_i - \xi(Q_i - Q_{i+1}) \quad (\text{IV.31})$$

$$H_R = H_i - \xi(H_i - H_{i-1}) \quad (\text{IV.32})$$

$$H_T = H_i - \xi(H_i - H_{i+1}) \quad (\text{IV.33})$$

Avec : $\xi = \Delta t C / \Delta x$, $B = C / (gS)$, $S = \pi D^2 / 4$, $R = \lambda \Delta t / (2DS)$, $G = g \Delta t / C$

Ce calcul est applicable sur les points intérieurs du domaine de calcul du régime transitoire, il est donc nécessaire de compléter la solution aux extrémités de ce dernier par les conditions aux limites.

2.6 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont les valeurs imposées aux variables principales de l'écoulement (charge H et débit Q) et aux deux extrémités de la conduite. Ces valeurs et leurs lois de variation conditionnent l'évolution des valeurs correspondantes des écoulements transitoires.

Au niveau de chaque extrémité d'une conduite unique, seule une des équations de compatibilité est valable. Pour l'extrémité amont, c'est l'équation (IV.22) qui s'applique le long de C^- , alors que pour l'extrémité aval, l'équation (IV.24) est utilisée le long de C^+ , figure IV.3.

Une équation auxiliaire explicitant la condition limite est donc nécessaire dans chaque cas pour spécifier Q_{Pi} ou H_{Pi} . Ces conditions aux limites peuvent être un réservoir à niveau constant, fermeture ou ouverture instantanée de vanne, branchement de plusieurs conduites... (Wylie et Streeter, 1978 ; Chaudhry, 1979).

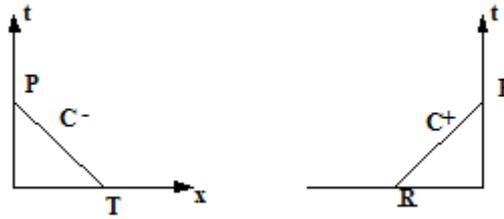


Figure IV.3 : Conditions aux limites

3 Equation de couplage fluide-structure

3.1 Introduction

L'interaction fluide-structure (IFS) s'intéresse à l'étude du comportement d'une structure (rigide ou déformable) immergée dans un fluide (en écoulement ou au repos). Plus précisément, l'écoulement du fluide influence le mouvement de la structure à travers les efforts transmis à l'interface. Réciproquement, l'écoulement du fluide est influencé par le mouvement de la structure par les déplacements de l'interface qui entraîne le fluide dans son mouvement. Il est donc nécessaire d'utiliser la mécanique des fluides et la mécanique des solides pour obtenir une modélisation correcte de la réalité. Le cycle de couplage peut être résumé sur la figure IV.4 (Longatte, 2009).

Nous nous intéressons à l'effet de la pression d'écoulement du fluide sur la géométrie d'une structure. Cette pression est provoquée par le phénomène de coup de bélier.

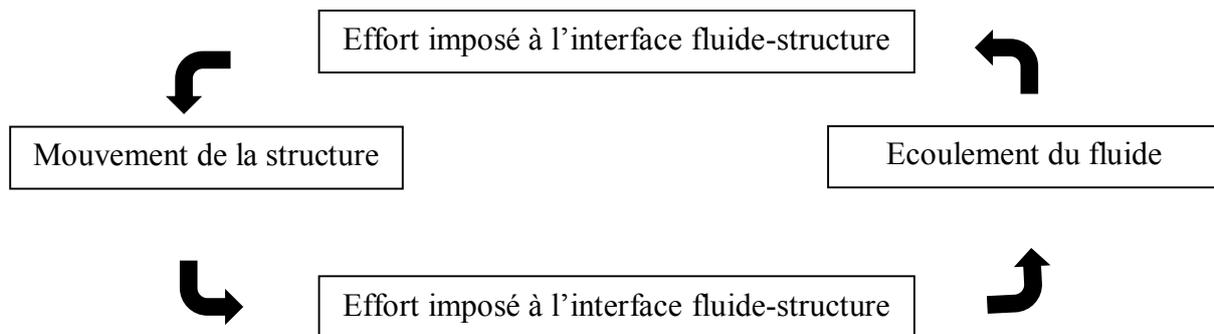


Figure IV.4 : Schématisation du couplage fluide-structure

Ce cycle est précisé de la manière suivante :

- L'écoulement du fluide engendre des forces de pression sur les frontières de la structure, générant ainsi ou modifiant le déplacement de la structure ;

- Le mouvement de la structure, sous l'effet de la pression du fluide, change la configuration de l'interface fluide-structure et influence simultanément les conditions d'écoulement
- Il entraîne ensuite une variation du champ de pression du fluide et une modification des efforts exercés sur la structure au niveau de l'interface.

3.2 Hypothèses

Le modèle proposé est applicable à une conduite rectiligne à paroi épaisse et prismatique de section transversale circulaire. La conduite est entourée d'un fluide non-visqueux à pression constante de sorte qu'elle puisse se dilater librement. Le matériau de la conduite est supposé homogène, isotrope et linéairement élastique, ou visco-élastique, subissant de petites déformations. La résistance de l'inertie au mouvement radial est négligée. Le liquide véhiculé est supposé newtonien à propriétés physiques homogènes isotropes et linéairement élastiques. Les conditions d'évolution isotherme sont satisfaites. Les mécanismes d'amortissement de la structure et du liquide ne sont pas considérés à l'exception du frottement entre le liquide et la paroi de la conduite modélisé par analogie avec les écoulements permanents.

Le modèle développé est à une dimension, exprimé par la seule coordonnée spatiale le long de l'axe de la conduite. Cette approche est valable pour les ondes de pression à grandes longueurs d'ondes ou à faibles fréquences (grandes longueurs d'ondes : $L \gg D$).

Les vitesses du liquide et de la conduite sont supposées très inférieures aux célérités des ondes, de sorte que les termes convectifs peuvent être négligés.

3.3 Le fluide

Les équations du mouvement pour les fluides newtoniens sont déterminées à partir des équations de continuité et de Navier Stokes bidimensionnel exprimées en coordonnées cylindriques x (axiale) et r (radiale). Nous suivons l'approche de Lavooij et Tijsseling (1991). Les équations de continuité et de quantité de mouvement sont écrites sous la forme :

L'équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial P}{\partial x} = g \sin \gamma - \lambda \frac{V_{rel} |V_{rel}|}{4R} \quad (\text{IV.34})$$

L'équation de continuité :

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \left[\frac{1}{K} + \frac{2R}{Ee} \right] \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{2\nu}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.35})$$

3.4 La conduite

L'équation régissant le mouvement axial du tube s'écrit :

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} - C_p^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} = \nu g \frac{\rho_f R}{\rho_p e} \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\rho_f A_f}{\rho_p A_p} \lambda \frac{V_{rel} |V_{rel}|}{4R} + \left(\nu \frac{\rho_f R}{\rho_p e} + 1 \right) g \sin \gamma \quad (\text{IV.36})$$

Avec

$$C_p^2 = E / \rho_p$$

ρ_f : Masse volumique du fluide, ρ_p : Masse volumique de la structure, λ : Coefficient de perte de charge, γ : Angle l'inclinaison de la conduite, ν : Coefficient de poisson de la structure, e : Epaisseur de la conduite, E : Module d'Young, g : Accélération de la pesanteur
 A_f : section du fluide, A_p : section de la conduite, R : rayon de la conduite

Les équations de continuité du fluide et l'équation de mouvement axial de la conduite sont couplées par des termes proportionnels au coefficient de Poisson. Ces termes représentent le couplage de Poisson. L'équation de quantité mouvement du fluide et l'équation de mouvement axial du tuyau sont couplées par des termes proportionnels au coefficient de frottement λ . Ces conditions régissent le couplage de frottement. Le couplage de Poisson et le couplage de frottement sont modélisés par les équations différentielles.

L'équation de mouvement axial du tube peut être transformée en deux équations de premier ordre.

$$\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial t} - \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} = \frac{\rho_f A_f}{\rho_p A_p} \lambda \frac{V_{rel} |V_{rel}|}{4R} + g \sin \gamma \quad (\text{IV.37})$$

$$\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} - \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} + \frac{\nu}{E} \frac{\partial u_\phi}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.38})$$

Avec \dot{u}_x : vitesse de déplacement axiale, σ_x : contrainte axiale et u_ϕ : vitesse de déplacement latérale

L'équation IV.38 est une relation contrainte-déformation différenciée par rapport au temps, avec :

$$\frac{\partial u_\phi}{\partial t} = \frac{R}{e} \frac{\partial P}{\partial t}$$

3.5 Couplage fluide-structure

Les équations (IV.34), (IV.35), (IV.37) et (IV.38) représentent les équations de base pour les écoulements transitoires dans la conduite à paroi mince.

Les relations contraintes-déplacements pour la conduite se déduisent des relations (Hadj-Taïeb et al. (1995)) :

$$\sigma_x = \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \nu \frac{u_r}{R} \right) \quad (\text{IV.39})$$

$$\sigma_\phi = \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{u_r}{R} + \nu \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) \quad (\text{IV.40})$$

Avec σ_x et σ_ϕ sont respectivement les contraintes axiale et latérale.

Compte tenu de l'expression (IV.40) et du fait que $\sigma_r|_{r=R} = 0$, le déplacement radial s'écrit :

$$u_r = \frac{R^2}{Ee} P - \nu \frac{R}{E} \sigma_x \quad (\text{IV.41})$$

Ceci entraîne :

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} = \frac{R^2}{Ee} \frac{\partial P}{\partial t} - \nu \frac{R}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} \quad (\text{IV.42})$$

D'où

$$\frac{2\nu}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = \frac{2R}{Ee} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{2}{R} \frac{\partial u_r}{\partial t} \quad (\text{IV.43})$$

D'autre part l'équation (IV.39) peut s'écrire :

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \nu \frac{\dot{u}_r}{R} \right) \quad (\text{IV.44})$$

L'équation (IV.35) s'écrit :

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{K} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{2R}{Ee} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{2\nu}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.45})$$

Ou d'après l'équation (IV.44) :

$$\frac{2\nu}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = \frac{2\nu}{E} \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \nu \frac{\dot{u}_r}{R} \right) = \frac{2\nu}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \nu \frac{\dot{u}_r}{R} \right) \quad (\text{IV.46})$$

L'équation (IV.43) donne :

$$\nu \frac{\dot{u}_r}{R} = \frac{R\nu}{eE} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\nu^2}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} \quad (\text{IV.47})$$

Ceci implique :

$$\frac{2\nu}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = \frac{2\nu}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \frac{R\nu}{eE} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\nu^2}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} \right) \quad (\text{IV.48})$$

Ou encore :

$$\frac{\nu^2}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} + \frac{1-\nu^2}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \frac{R\nu}{eE} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{IV.49})$$

D'où :

$$\frac{1}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \frac{R\nu}{eE} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{IV.50})$$

C'est-à-dire :

$$\frac{2\nu}{E} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = 2\nu \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \frac{2R\nu^2}{eE} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{IV.51})$$

En partant dans l'équation (IV.45), on obtient :

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \left[\frac{1}{K} + \frac{2R}{Ee} \right] \frac{\partial P}{\partial t} - 2\nu \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} - \frac{2\nu^2 R}{eE} \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.52})$$

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \left[\frac{1}{K} + \frac{2R}{Ee} (1-\nu^2) \right] \frac{\partial P}{\partial t} - 2\nu \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} = 0 \quad (\text{IV.53})$$

Le système final d'équations du modèle s'écrit :

$$\rho_f \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} = \rho_f g \sin \gamma - \lambda \frac{\rho_f}{4R} V_{rel} |V_{rel}| \quad (\text{IV.54})$$

$$\frac{\tilde{J}^2}{\rho_f a_f^2} \frac{\partial P}{\partial t} - 2\nu \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (\text{IV.55})$$

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} - \rho_p \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial t} = -\lambda \rho_f \frac{A_f}{A_p} \frac{V_{rel} |V_{rel}|}{4R} - \rho_p g \sin \gamma \quad (\text{IV.56})$$

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial t} - E \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \frac{Rv}{e} \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.57})$$

Avec :

$$\tilde{J} = \left(1 + \frac{2RK}{eE} (1 - v^2) \right)^{1/2}$$

$$a_f = (K / \rho_f)^{1/2} = C_0$$

$$a_p = (E / \rho_p)^{1/2}$$

Le couplage fluide-structure est assuré par le coefficient de Poisson. Le système d'équations (IV.54) à (IV.57) prend en compte l'ensemble des quatre variables P, V, σ_x et u_x en fonction de t et est résolu par la méthode des caractéristiques.

4 Résolution par la méthode des caractéristiques

4.1 Les directions caractéristiques

Le système des équations (IV.54) à (IV.57) est un système d'équations aux dérivées partielles de type hyperbolique dont les directions caractéristiques peuvent être obtenues en considérant les dérivées par des fonctions V(x, t), P(x, t), $\sigma_x(x, t)$ et $\dot{u}_x(x, t)$ le long des courbes du plan(x, t) ou ces dérivées sont indéterminés (Abderazak, 2004).

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\lambda} &= \frac{dP}{dt} \frac{dt}{d\lambda} + \frac{dP}{dx} \frac{dx}{d\lambda} ; \quad \frac{dV}{d\lambda} = \frac{dV}{dt} \frac{dt}{d\lambda} + \frac{dV}{dx} \frac{dx}{d\lambda} \\ \frac{d\sigma_x}{d\lambda} &= \frac{d\sigma_x}{dt} \frac{dt}{d\lambda} + \frac{d\sigma_x}{dx} \frac{dx}{d\lambda} ; \quad \frac{d\dot{u}_x}{d\lambda} = \frac{d\dot{u}_x}{dt} \frac{dt}{d\lambda} + \frac{d\dot{u}_x}{dx} \frac{dx}{d\lambda} \end{aligned} \quad (\text{IV.58})$$

En passant par une écriture matricielle, nous déterminons les quatre racines :

$$\beta_{1,2} = \pm C_f^* = \pm \frac{a_f}{\tilde{J}} Q_1 \quad (\text{IV.59})$$

$$\beta_{3,4} = \pm C_p^* = \pm \frac{a_p}{\tilde{J}} Q_2 \quad (\text{IV.60})$$

Avec

$$Q_1 = \left(\frac{(1+q)}{2} - \sqrt{\left(\frac{(1-q)}{2}\right)^2 + \frac{2rv^2\rho_f}{\rho_p}} \right)^{1/2}$$

$$Q_2 = \left(\frac{(1+q)}{2} + \sqrt{\left(\frac{(1-q)}{2}\right)^2 + \frac{2rv^2\rho_f}{\rho_p}} \right)^{1/2}$$

C_f : Vitesse de propagation des ondes de pression et de vitesse dans le milieu fluide

C_p : Vitesse de propagation des ondes de contrainte et de déformation longitudinale dans le matériau de la conduite.

4.2 Les équations de compatibilités

Le long des caractéristiques $\beta_{1,2}$:

$$\frac{dP}{dt} \pm \rho_f C_f \frac{dV}{dt} \pm \rho_p G_f C_f \frac{di_x}{dt} - G_f \frac{d\sigma_x}{dt} = \pm (C_f A - G_f C_f B) \quad (\text{IV.61})$$

Le long des caractéristiques $\beta_{3,4}$:

$$\frac{dP}{dt} \pm \rho_f C_P \frac{dV}{dt} \pm \rho_p G_P C_P \frac{di_x}{dt} - G_P \frac{d\sigma_x}{dt} = \pm (C_P A - G_P C_P B) \quad (\text{IV.62})$$

Avec

$$A = -\lambda \frac{\rho_f}{2D} V_{rel} |V_{rel}| + \rho_f g \sin \gamma$$

$$B = -\lambda \rho_f \frac{A_f}{A_p} \frac{V_{rel} |V_{rel}|}{4R} - \rho_p g \sin \gamma$$

$$G_f = \frac{2\nu\rho_f C_f^2}{\rho_p (a_P^2 - C_f^2)}$$

$$G_P = \frac{2\nu\rho_f C_P^2}{\rho_p (a_P^2 - C_P^2)}$$

Il est plus avantageux de visualiser le développement de la solution dans le plan des variables indépendantes, c'est-à-dire le plan (x, t) (figure 1). Puisque $V(x, t)$, $P(x, t)$, $\sigma_x(x, t)$ et $\dot{u}_x(x, t)$ sont des fonctions du point (x, t) , les lignes $\pm C_f^*$ et $\pm C_P^*$, définies par les équations (IV.59) et (IV.60), apparaissent dans ce plan comme des lignes de courbes. Ces lignes, appelées lignes caractéristiques le long desquelles les équations (IV.61) et (IV.62), sont vérifiées.

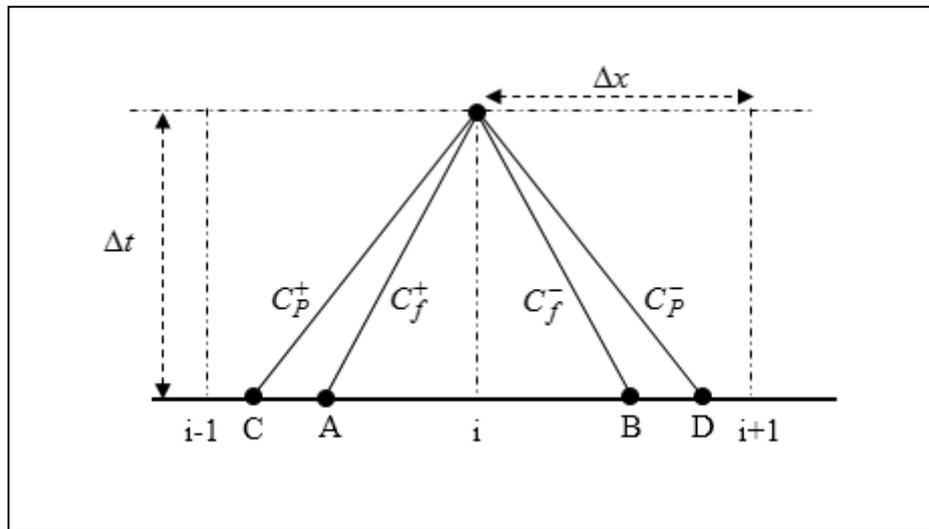


Figure IV.5 : Lignes caractéristiques

Les lignes caractéristiques issues de A, B, C et D se coupent en un point P dont les coordonnées sont inconnues. Nous obtenons alors la solution en P par un procédé d'intégration des équations différentielles (IV.61) et (IV.62) :

$$(P_P - P_A) + \rho_f C_f (V_P - V_A) + \rho_P G_f C_f (\dot{u}_{xP} - \dot{u}_{xA}) - G_f (\sigma_{xP} - \sigma_{xA}) = (C_f A_A - G_f C_f B_A) \Delta t \quad (\text{IV.63})$$

$$(P_P - P_B) - \rho_f C_f (V_P - V_B) - \rho_P G_f C_f (\dot{u}_{xP} - \dot{u}_{xB}) - G_f (\sigma_{xP} - \sigma_{xB}) = -(C_f A_B - G_f C_f B_B) \Delta t \quad (\text{IV.64})$$

$$(P_P - P_C) + \rho_f C_P (V_P - V_C) + \rho_P G_P C_P (\dot{u}_{xP} - \dot{u}_{xC}) - G_P (\sigma_{xP} - \sigma_{xC}) = (C_P A_C - G_P C_P B_C) \Delta t \quad (\text{IV.65})$$

$$(P_P - P_D) - \rho_f C_P (V_P - V_D) - \rho_P G_P C_P (\dot{u}_{xP} - \dot{u}_{xD}) - G_P (\sigma_{xP} - \sigma_{xD}) = -(C_P A_D - G_P C_P B_D) \Delta t \quad (\text{IV.66})$$

Le coup de bélier est engendré par une discontinuité de fonctionnement. Cette discontinuité se propage et le déplacement est présenté dans le plan (x, t) par les lignes caractéristiques.

Pour résoudre ces équations, il est nécessaire d'introduire des conditions aux limites appropriées. Les valeurs de pression, vitesse, contrainte et déplacement aux points A, B, C et D sont déterminées par la méthode d'interpolation.

4.3 Interpolation dans l'espace

En se basant sur la figure IV.5, cas où $\Delta t \leq \Delta x / |C_p| \leq \Delta x / |C_f|$, le critère de stabilité de courant-Friedrich-Lewy (Courant, 1967) est utilisé. Dans ce cas les points A, B, C et D appartiennent à l'axe d'espace. En se basant sur les formules (IV.67 et IV.68), déterminées à l'instant t par interpolation linéaire, nous calculons la pression, la vitesse, le contrainte et le déplacement à l'instant $t - \Delta t$ au point 'P'.

$$\begin{aligned}x_A &= x_P - C_f \Delta t \\x_B &= x_P + C_f \Delta t \\x_C &= x_P - C_p \Delta t \\x_D &= x_P + C_p \Delta t\end{aligned}\tag{IV.67}$$

$$\begin{aligned}Q_A &\approx Q_i - \frac{(x_i - x_A)}{\Delta x} (Q_i - Q_{i-1}) \\Q_B &\approx Q_i - \frac{(x_B - x_i)}{\Delta x} (Q_i - Q_{i+1}) \\Q_C &\approx Q_i - \frac{(x_i - x_C)}{\Delta x} (Q_i - Q_{i-1}) \\Q_D &\approx Q_i - \frac{(x_D - x_i)}{\Delta x} (Q_i - Q_{i+1})\end{aligned}\tag{IV.68}$$

4.3.1 Extrémité amont

A partir des deux équations de compatibilité (IV.64) et (IV.65), appliquées à l'extrémité amont figure IV.6, et pour obtenir une solution à cette extrémité de la conduite, deux autres équations complémentaires à cet endroit sont nécessaires pour déterminer les variables P, V, \dot{u}_x et $\bar{\sigma}_x$.

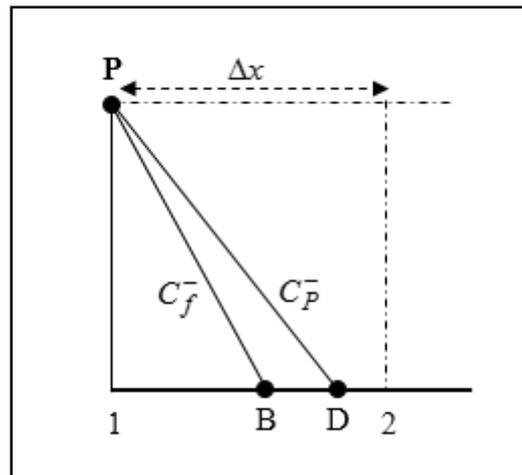


Figure IV.6 : Conditions à la limite amont

4.3.2 Extrémité aval

Ces deux équations et les équations des compatibilités (IV.63) et (IV.64), appliquées à l'extrémité aval, figure IV.7, et pour obtenir une solution à cette extrémité de la conduite, deux autre équations complémentaires à cet endroit sont nécessaire pour déterminer les variables P, V, \dot{u}_x et $\bar{\sigma}_x$.

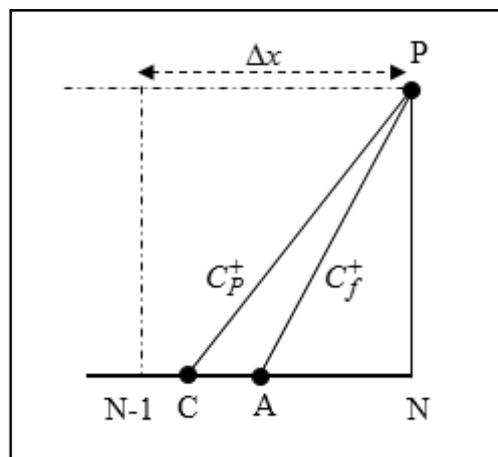


Figure IV.7 : Conditions à la limite aval

4.4 Interpolation sur l'espace et sur le temps

Dans ce cas, les nœuds A et B appartiennent à l'axe d'espace. Par une interpolation linéaire sur l'espace, nous calculons à l'instant t les paramètres P, V, \dot{u}_x et $\bar{\sigma}_x$ au nœud 'P' en se basant sur les équations (IV.67) et (IV.68) et leur valeurs à l'instant $t - \Delta t$ (Lavooij CSW, 1991).

Comme le montre la figure IV.8, les nœuds C et D ne sont pas toujours sur l'axe d'espace. Dans ce cas, nous interpolons sur le temps (Keramat A, 2012).

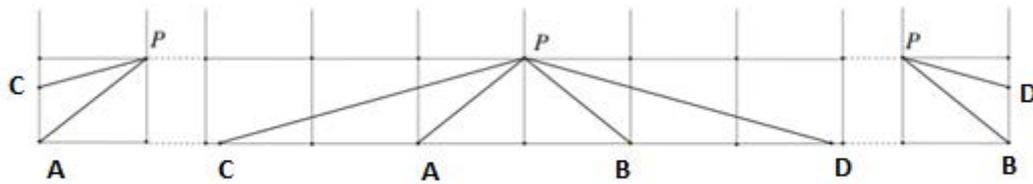


Figure IV.8 : Interpolation sur l'espace et le temps (Keramat A, 2012)

4.4.1 Extrémité amont

Pour $i\Delta x \leq C_p\Delta t$, la pression, la vitesse, la contrainte et le déplacement au nœud C sont déterminés en se basant sur les équations (IV.69 et 2.70) par interpolation linéaire sur le temps. Cette méthode d'interpolation, figure IV.9, a été établie par Keramat (Keramat A, 2012).

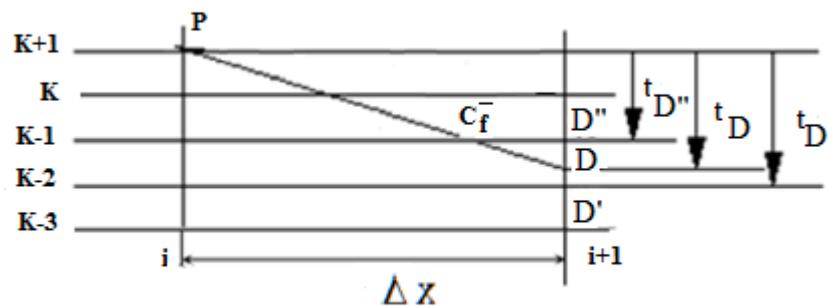


Figure IV.9 : Interpolation sur le temps (amont)

$$Q_D \approx Q_{D''} - \frac{(t_D - t_{D''})}{\Delta t} (Q_{D'} - Q_{D''}) \quad (\text{IV.69})$$

$$t_D - t_{D''} = \left(\frac{\Delta x}{C_P} - n\Delta t \right) \quad (\text{IV.70})$$

n est la partie entière du rapport $\frac{t_D}{\Delta t}$ ($n = E\left(\frac{t_D}{\Delta t}\right)$.)

4.4.2 Extrémité aval

De même au niveau de l'extrémité aval, pour $i\Delta x \geq C_p\Delta t + (N+1)\Delta x$, les variables au nœud D sont déterminées par interpolation linéaire sur le temps (figure IV.10) à partir des équations suivantes :

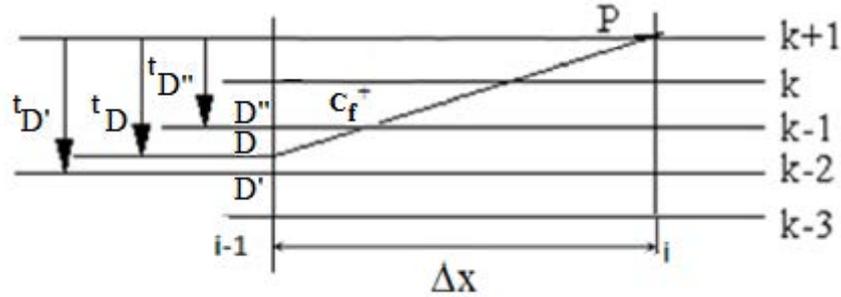


Figure IV.10 : Interpolation sur le temps (aval)

$$Q_D \approx Q_{D''} - \frac{(t_D - t_{D''})}{\Delta t} (Q_{D'} - Q_{D''}) \quad (\text{IV.71})$$

$$t_D - t_{D''} = \left(\frac{\Delta x}{C_P} - n\Delta t \right) \quad (\text{IV.72})$$

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons formulé les équations différentielles de base gouvernant les régimes d'écoulement non permanent en charge. Dans le cas sans interaction fluide structure, nous appliquons le principe de continuité et de quantité de mouvement d'un système d'équations aux dérivées partielles de type hyperbolique. Nous lui ajoutons l'équation de mouvement de conduite pour traiter le cas du couplage fluide structure. Ce type d'équation est résolu par la méthode des caractéristiques. La méthode proposée permet de traiter les écoulements transitoires dans les réseaux de conduites, avec les deux méthodes d'interpolation.

Chapitre V : Effet de l'interaction fluide-structure sur l'écoulement transitoire

1 Introduction

Dans ce chapitre, les équations régissant l'écoulement transitoire sont appliquées sur un système hydraulique en PEHD. Nous avons résolu dans le chapitre IV un système de quatre équations du type hyperbolique. Elles incluent comme variables dépendantes la vitesse du liquide et la pression, la contrainte et la vitesse axiale de la conduite. La méthode des caractéristiques est utilisée pour résoudre le système obtenu. L'écoulement transitoire est généré par le phénomène de coup de bélier. La comparaison est aussi réalisée avec les résultats du modèle découplé. Ensuite, l'effet du couplage fluide-structure sur la surpression dans le réseau est étudié.

La résolution numérique et le traitement des résultats sont réalisés à l'aide du logiciel MATLAB. L'objectif est de mettre en évidence les avantages de PE100 et le choix du modèle de résolution adéquate afin de déterminer avec précision les surpressions engendrées par le phénomène de coup de bélier.

D'abord, nous commençons par étudier le système hydraulique réservoir-conduite-vanne en PE100 pour une conduite relativement longue. Sur le même système, nous étudions l'effet du couplage fluide-structure sur la surpression due au phénomène de coup de bélier. Ensuite, l'effet de la présence des coudes dans le réseau hydraulique est étudié tout en introduisant l'interaction fluide-structure. Le modèle proposé est validé par l'étude expérimentale de Wiggert et al. (Wiggert D.C., 1985) sur un banc d'essai. Enfin, nous appliquons le modèle proposé sur un réseau de conduite en PE100.

2 Choix du modèle

À ce jour, rares sont les études qui prennent en compte le comportement viscoélastique du matériau des conduites des réseaux industriels pour le transport de gaz et d'eau. Dans les applications, et dans le cas de notre étude, introduire le comportement viscoélastique rend le calcul des différents paramètres d'écoulement extrêmement compliqué pour un léger gain au niveau de la précision ($\approx 3\%$) des résultats (Covas, 2005). Tant que le modèle rhéologique n'est pas calibré, les valeurs calculées constituent une approximation des valeurs réelles avec une erreur considérable.

Le coup de bélier dans un réseau de conduite est généralement calculé pour analyser la sécurité du réseau vis-à-vis de l'augmentation brusque de pression engendrée par ce phénomène. Le coup de bélier est une succession d'ondes de surpression et de dépression dont la première surpression est la plus dangereuse vu le niveau élevé et rapide de pic.

Dans le cas de la présente étude, nous nous intéressons uniquement à l'effet du premier pic de pression sur le réseau de conduites. Les études citées au début de ce paragraphe montrent que la première surpression peut être calculée par le modèle de coup de bélier classique sans prendre en compte la viscoélasticité de la paroi des conduites. L'effet de la viscoélasticité est plus visible au niveau de l'amortissement des ondes au cours du temps figure V.1 (Covas, 2005).

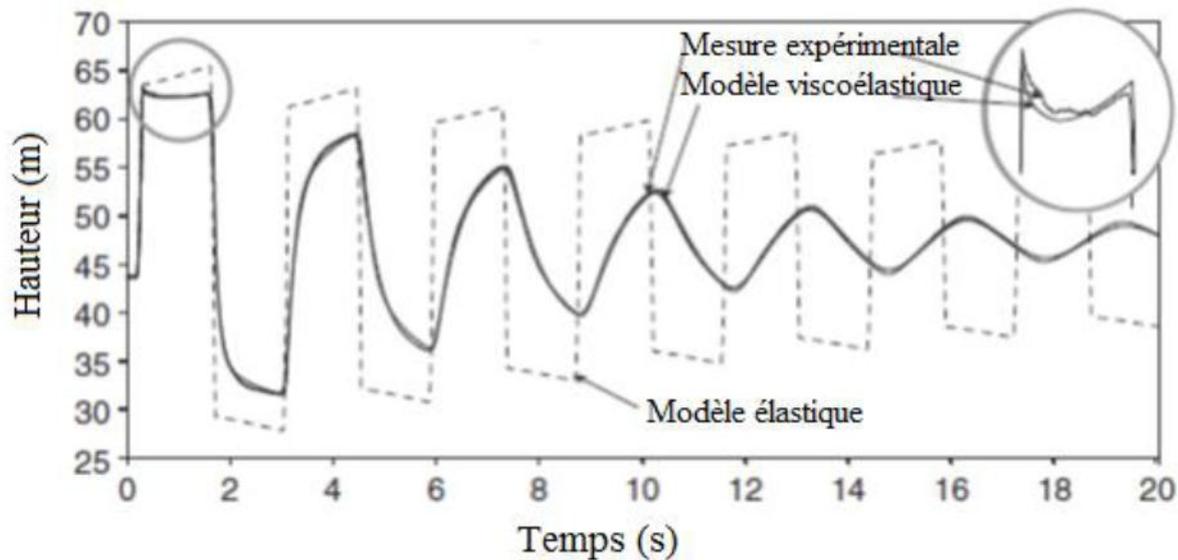


Figure V.1 : Variation de la hauteur au niveau de la vanne : résultats expérimentaux vs résultats numériques sans et avec viscoélasticité (Covas, 2005)

3 Etude d'un écoulement transitoire dans une conduite (PE100)

L'étude des écoulements transitoires en conduites relativement longues est un peu compliquée. Les pertes de charge générées par frottement sont plus importantes qu'une surpression instantanée de coup de bélier provoquée par la fermeture brusque d'une vanne. Ce phénomène a été étudié et discuté dans des travaux de recherche sur un système de conduite rigide (Dallali, et al., 2015). L'avantage de ce travail est d'analyser les effets dynamiques du comportement viscoélastique et de la faible rigidité d'une conduite en polyéthylène (PE100), relativement longue, sur l'écoulement transitoire, la célérité des ondes de pression et la variation de la pression le long de la conduite.

Nous nous intéressons dans notre étude à l'écoulement transitoire dans des réseaux d'eau potable en polyéthylène haute densité PE100. Le régime transitoire est créé suite à une fermeture brusque d'une vanne. La conduite, installée avec une pente de 0.1146 rad, est fixée à son extrémité amont à un réservoir de hauteur constante et liée à une vanne à son extrémité aval, figure V.2

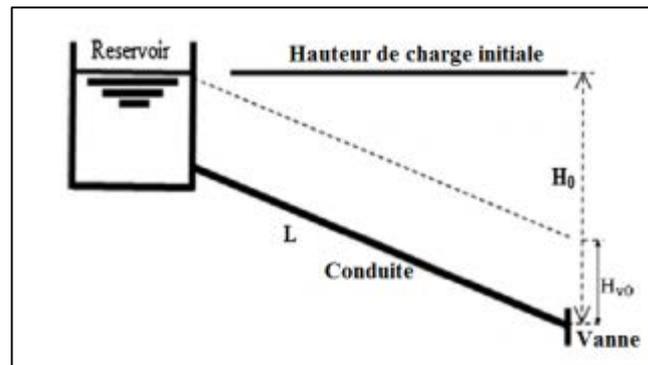


Figure V.2 : Système réservoir-conduite relativement longue-vanne

Après préparation du modèle mathématique (sans interaction fluide-structure), une étude comparative a été réalisée entre une conduite en fonte grise et une autre en PE100. Les caractéristiques géométriques de la conduite sont données dans le Tableau V.1 et les caractéristiques hydrauliques de l'écoulement sont présentées dans le Tableau V.2.

Les résultats sont déterminés par la méthode des caractéristiques à l'aide d'un programme informatique développé sous MATLAB. La conduite est subdivisée en $N=1000$ tronçons. Ainsi, le pas de temps Δt est donné par le quotient du pas d'espace $\Delta x = \frac{L}{N}$, la célérité de l'onde de pression C_f qui dépend de la rigidité de la paroi.

	Longueur, L, de la conduite (m)	Diamètre D (mm)	Epaisseur e (mm)	Module d'Young E (MPa)	Coefficient de Poisson ν	Rugosité k (mm)
Fonte grise	40000	313.5	10.9	170000	0.28	0.006
PE100	40000	290.6	54.7	1430	0.46	0.0014

Tableau V.1 : Caractéristiques géométriques de la conduite

	Hauteur de charge initiale H_0 (m)	Débit Q_0 initial (m^3/s)	Célérité d'onde de pression C_f (ms^{-1})	Hauteur de charge au niveau de la vanne H_{v0} (m)
Fonte grise	300	0.0663	1223.67	228.61
PE100	300	0.0663	450.78	198.74

Tableau V.2 : Caractéristiques hydrauliques de l'écoulement

En régime permanent, la différence de hauteur géométrique entre l'extrémité amont et l'extrémité aval de la conduite provoque l'écoulement vers l'aval (écoulement en charge sous l'action de la pesanteur). La pression diminue le long de la conduite. La perte de charge linéaire générée par le frottement augmente avec la distance le long de la conduite. Les dimensions des conduites représentées dans le tableau V.2 existent sur le marché. Nous avons choisi deux conduites, PE100 et fonte grise, ayant deux diamètres intérieurs très voisins. Cela nous permet d'avoir presque la même vitesse de fluide afin d'observer l'effet du matériau sur la surpression de coup de bélier. La perte de charge linéaire dépend du diamètre intérieur de la conduite et de la rugosité de la paroi interne. Par conséquent, une différence de 20 m dans la valeur de hauteur de pression est observée sur la valeur de hauteur de pression au niveau de la vanne entre les deux configurations : conduite en PE100 et conduite en fonte grise. Après la fermeture brusque de la vanne, le débit au niveau du réservoir ($x=0$) et la pression à l'extrémité aval de la conduite ($x=L$) évoluent et convergent vers les valeurs finales de l'état d'équilibre $Q_e = 0$ et $H_{V_e} = H_m = 300\text{m}$. À l'équilibre, la charge cinétique s'annule et la force de pression augmente le long de la conduite à cause de la perte de la hauteur géométrique.

En outre, à l'extrémité aval de la conduite en fonte ($x=L$), nous observons une augmentation brusque de la pression au moment de la fermeture de la vanne, Figure V.3. Cette surpression de coup de bélier est suivie par une augmentation progressive jusqu'à une valeur maximale de 4 MPa, sous l'effet de la perte de charge. À l'instant $t=2L/C_f$, temps nécessaire pour que l'onde de pression réfléchie retourne à la vanne, le débit le long de la totalité de la conduite est négatif. La pression à l'extrémité aval de la conduite devient supérieure à celle de l'extrémité amont. Ainsi, une ligne de charge de pente négative se produit et favorise l'écoulement dans la direction opposée. Ainsi, une dépression brusque est observée à $t^*C_f/L=2$ et suivie d'une dépression progressive. Ceci est expliqué par la présence de deux forces s'opposant à l'onde de dépression : l'une de frottement générée par la perte de charge linéaire et l'autre due à l'action de la pesanteur qui s'oppose au sens de l'écoulement.

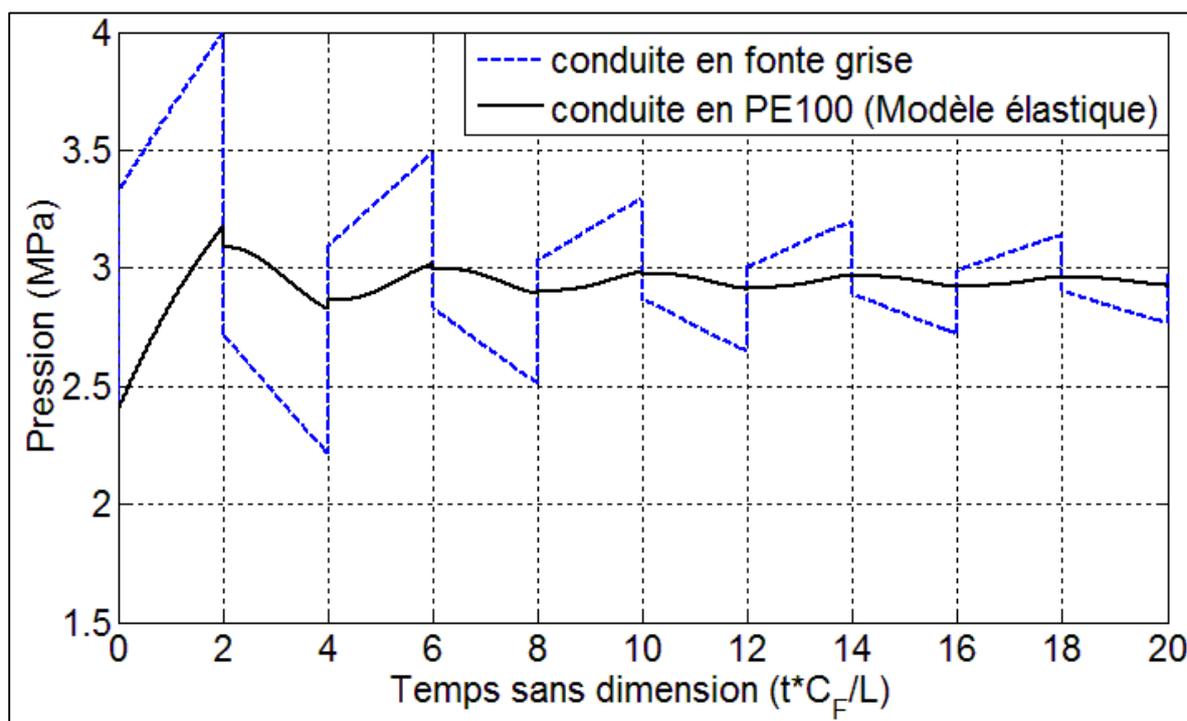


Figure V.3 : Pression au niveau de la vanne (Guidara, 2016)

En remplaçant la conduite en fonte grise par une autre en PE100, la faible rigidité du PE100 réduit la célérité de l'onde de pression et joue un rôle important sur l'amortissement des surpressions. À l'extrémité aval de la conduite, la valeur de la surpression de coup de bélier mesurée au moment de la fermeture de la vanne et la pression maximale atteinte à l'instant, $t \cdot C_f / L = 2$, diminuent de 30%, Figure V.3. A chaque période $2L / C_f$, la variation brusque de pression, au niveau de la vanne ou au milieu de la conduite, signale le passage du front d'onde de pression. Vu la faible célérité (450.7m/s), l'onde de dépression réfléchi au niveau de la vanne, à l'instant $t \cdot C_f / L = 2$, ne peut s'opposer à la force de pression dynamique dans le sens aval et à la force de frottement générée par la perte de charge. Pour cela, à chaque période $t = 2L / C_f$, une dépression progressive est observée après une très faible chute de pression. Par la suite, les variations brusques de pression sont réduites, et le nombre de fluctuations de pression le long de la conduite est minimisé. Par conséquent, les vibrations dans le système sont diminuées.

Nous avons montré dans cette partie que l'utilisation de PE100 amortit les surpressions au niveau de la vanne dans le cas d'une conduite relativement longue. Dans la suite, nous étudions l'effet du comportement du PE100 sur la réponse des pressions dans le cas des conduites coudées.

4 Effet de l'interaction fluide-structure sur la pression dans les conduites coudées

4.1 Conditions au limites au coude

Le changement de direction de fluide dans les conduites au niveau du coude entraîne des modifications sur sa pression. En plus, le mouvement du coude change le comportement du fluide contenu dans la conduite. Autrement dit, suivant la direction de ce mouvement, la pression du fluide augmente ou diminue. Un coude 90° est représenté schématiquement par la figure V.4.

En considérant que la variation de masse, contenue dans le coude, est négligeable (ρ quasi-constante et coude indéformable avec un déplacement plan), nous obtenons la relation :

$$V_1 - \dot{u}_x = V_2 + \dot{u}_y \quad (\text{V.1})$$

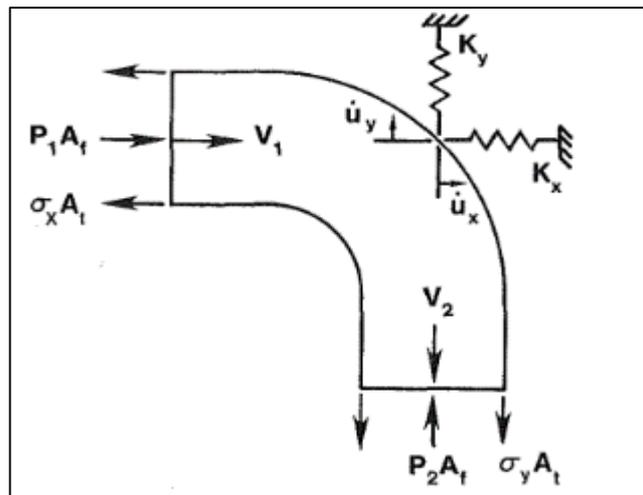


Figure V.4 : Schéma du coude

Où V_1 et V_2 sont les vitesses du fluide et \dot{u}_x et \dot{u}_y sont les composantes de la vitesse de déplacement du coude suivant x et y , respectivement à l'entrée et à la sortie du coude.

En raison de la longueur relativement courte du coude, la variation de la pression du point N°1 au point N°2 est négligeable, nous pouvons écrire donc :

$$P_1 = P_2 \quad (\text{V.2})$$

Pour les conditions de support de l'expérience, les masses efficaces associées aux déplacements en flexion se sont révélées relativement petite, donc négligeables.

Les équations de mouvement du coude s'écrivent sous la forme :

$$P_1 A_f - \sigma_x A_t = K_x u_x \quad (\text{V.3})$$

$$P_2 A_f - \sigma_y A_t = K_y u_y \quad (\text{V.4})$$

Les coefficients de rigidité en flexion des deux éléments de conduite raccordés au coude sont notés respectivement K_x et K_y .

Les équations (V-1) au (V-4), avec les équations (IV-63) et (IV -64) appliquées au point 1 avec les équations (IV -65) et (IV -66) appliquées au point 2, nous calculons la pression, la vitesse, la contrainte et le déplacement sur chacune des deux extrémités du coude pour les inconnues en amont et en aval du coude.

4.2 Fermeture instantanée d'une vanne

La vanne est traitée comme un orifice. En notant P_0 la pression à travers la vanne en régime permanent, et V_0 la vitesse en régime permanent dans la conduite, l'équation de l'orifice s'écrit sous la forme :

$$V_0 = \left(\frac{C_d A_G}{A} \right)_0 \sqrt{\frac{2P_0}{\rho_f}} \quad (\text{V.5})$$

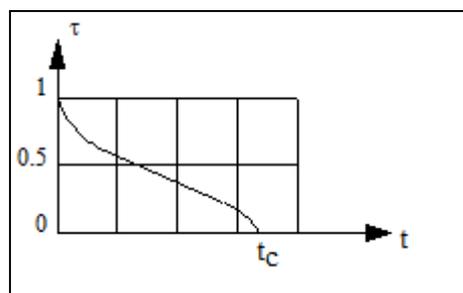


Figure V.5 : Loi de fermeture d'une vanne

Cette équation définit la loi de conservation du débit.

- A est l'aire de la section de la conduite,
- A_G est l'aire de l'ouverture de la vanne,

- C_d est le coefficient de débit de la vanne.
- L'indice 0 est utilisé pour faire référence au régime permanent.

En général, nous avons la relation :

$$V = \left(\frac{C_d A_G}{A} \right) \sqrt{\frac{2P}{\rho_f}} \quad (\text{V.6})$$

Où P et V indique la pression et la vitesse au niveau de la vanne à l'instant t . En divisant, membre à membre, l'équation (V.6) par l'équation (V.5) et après avoir défini l'ouverture adimensionnelle de la vanne par :

$$\tau = \frac{C_d A_G}{(C_d A_G)_0} \quad (\text{V.7})$$

Nous obtenons :

$$\frac{V}{V_0} = \tau \sqrt{\frac{P}{P_0}} \quad (\text{V.8})$$

Pour une fermeture linéaire, τ est définie par $\tau = \begin{cases} 1-t/t_c & \text{si } t \leq t_c \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$

Où t_c est le temps de fermeture de la vanne.

La vitesse axiale au niveau de la vanne est nulle.

$$\dot{u}_x = 0 \quad (\text{V.9})$$

Pour étudier l'effet de la présence des coudes sur la surpression dans le régime transitoire provoqué par le phénomène du coup de bélier, deux cas ont été simulés sur MATLAB. Dans le premier cas, nous supposons que le coude est fixe, et dans le deuxième cas le coude est supposé mobile. Le modèle proposé pour chacun des deux cas est validé par l'étude expérimentale de Wiggert (Wiggert D.C., 1985) sur un banc d'essai.

4.3 Validation avec l'expérience de Wiggert

La figure V.6 donne un schéma de l'installation expérimentale utilisée par Wiggert (Wiggert D.C., 1985). Le système est composé de sept conduites en cuivre liées entre elles par l'intermédiaire de coudes à angle droit avec un rayon de courbure moyen de 20.6 mm. La longueur totale du tuyau est égale à 47.9m. Toutes ces composantes sont de diamètre intérieur

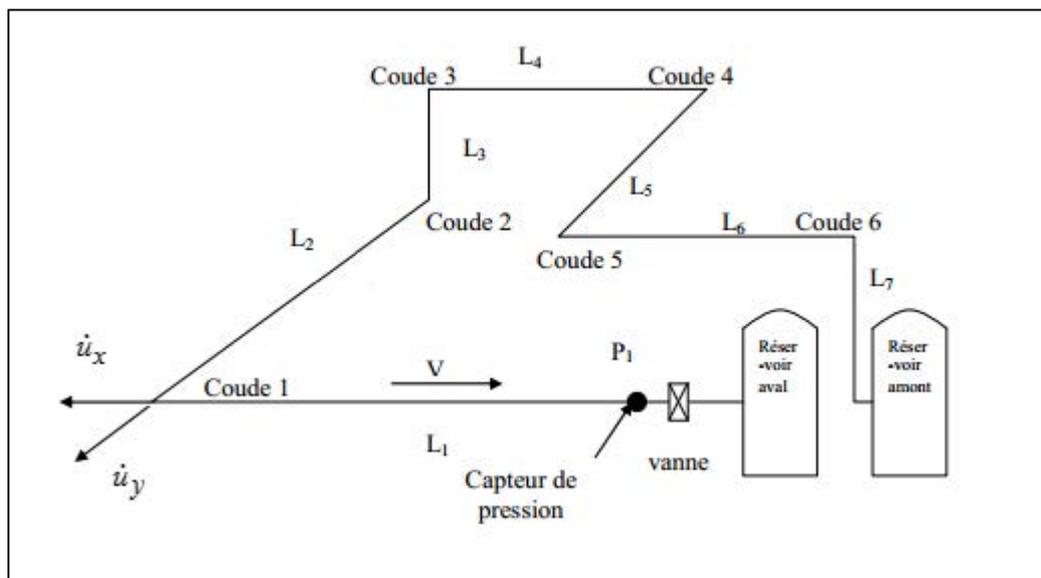
de 26 mm, d'épaisseur $e=1.27$ mm. Les constantes de la matière du tuyau sont : le coefficient de Poisson $\nu = 0.34$, la masse volumique $\rho = 8940$ Kg / m³ et le module d'Young $E = 117$ GPa.

Les longueurs des différentes conduites de l'installation sont regroupées dans le tableau V.3. Les caractéristiques géométriques des conduites ainsi que les caractéristiques du régime permanent sont données dans le tableau V.4.

Les hypothèses prises en compte dans cette expérience sont :

- La conduite est rectiligne à paroi épaisse et prismatique de section transversale circulaire.
- Le matériau de la conduite est homogène, isotrope et linéairement élastique.
- La résistance de l'inertie au mouvement radial est négligée.
- Le liquide véhiculé est supposé newtonien à propriétés physiques homogènes isotropes et linéairement élastiques.
- Les conditions de l'évolution isotherme sont satisfaites.
- Les mécanismes d'amortissement de la structure et du liquide ne sont pas considérés à l'exception du frottement entre le liquide et la paroi de la conduite qui est modélisé par analogie avec les écoulements permanents (Hadj Taïeb E., 1999).

Wiggert et al. (Wiggert D.C., 1985) ont utilisé des connexions rigides aux murs ou aux planchers de béton pour fixer tous les coudes à l'exception des coudes 1 et 2. Au niveau des coudes 3, 4, 5, 6 et 7, le déplacement est supposé nul.



FigureV.6 : Montage expérimental (Wiggert D.C., 1985)

L1	12.27
L2	7.65
L3	3.08
L4	3.93
L5	7.6
L6	10.7
L7	2.71
Total	47.94

Tableau V.3 : Longueurs des conduites de l'installation (en mètre)

Diamètre intérieur (mm)	Épaisseur (mm)	Coefficient de poisson	Masse volumique structure (kg/m ³)	Masse volumique fluide (kg/m ³)	Module d'Young (GPa)	Pression initial (bar)	Vitesse initial (m/s)
26	1,27	0,34	8940	998	117	10	1.2772

Tableau V.4 : Caractéristiques du matériau des conduites

À l'extrémité amont, un réservoir à pression constante, et à l'extrémité aval une vanne avec un temps de fermeture d'environ 4 ms.

Le fluide utilisé est l'eau, dont la masse volumique $\rho_f = 998 \text{ kg/m}^3$. La mesure de pression est réalisée par des capteurs piézo-électriques en points : P1 immédiatement en amont de la vanne de fermeture de la conduite. La mesure des accélérations est effectuée à partir des accéléromètres placés au niveau du coude N°1.

Cas 1 : Coudes immobiles

Au début, nous commençons par un déplacement longitudinal nul pour tous les éléments du réseau. C'est-à-dire, tous les éléments sont immobilisés à leur extrémité.

Pour étudier l'effet de l'interaction fluide-structure, deux calculs numériques ont été réalisés : le premier sans introduire les équations du couplage fluide-structure, dans le deuxième calcul, nous introduisons les deux équations de la structure.

Les résultats expérimentaux ont été interrompus à environ 80 ms, c'est-à-dire au moment de l'apparition du phénomène de cavitation ($2L/C_f$).

La figure V.7 représente une comparaison entre les résultats expérimentaux de mesure obtenus par Wiggert et le numérique obtenu avec et sans interaction fluide-structure. Dans ce cas, les déplacements étant nuls (coudes immobiles), la seule donnée expérimentale est la pression au point P1 (vanne). Nous remarquons que le signal du capteur, placé au niveau de la

vanne, est très proche de celui correspondant au calcul numérique, avec un temps de montée d'environ 4 ms correspondant à celui de fermeture de vanne. Les trois courbes sont presque confondues avec une erreur qui ne dépasse pas le 4 %, entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux.

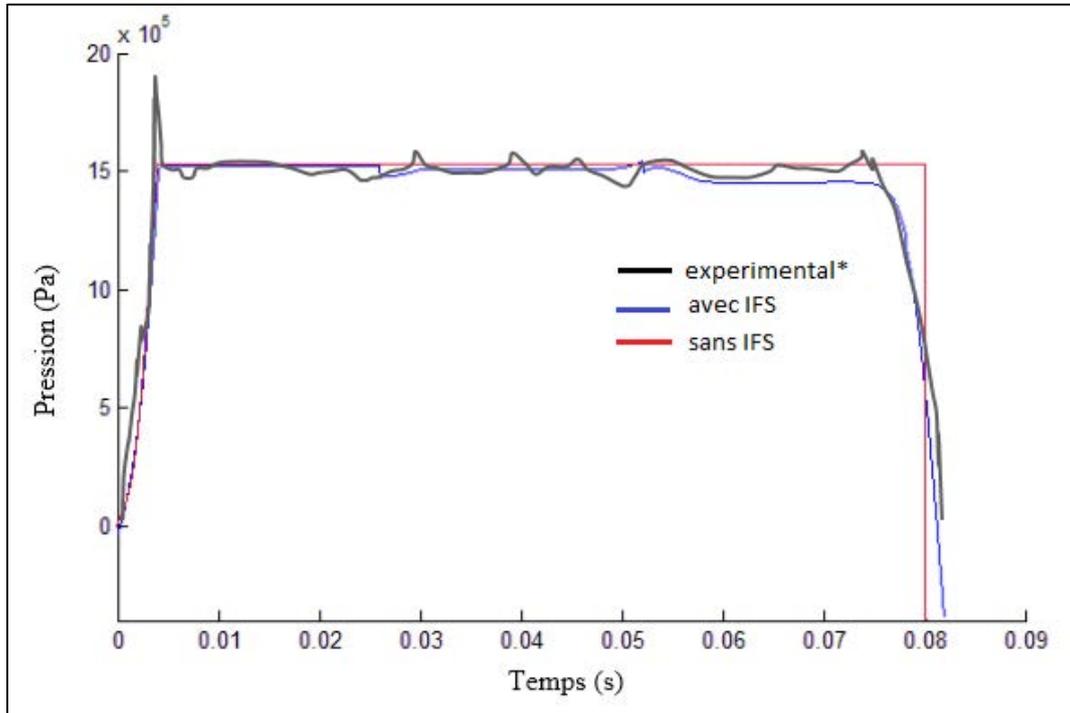


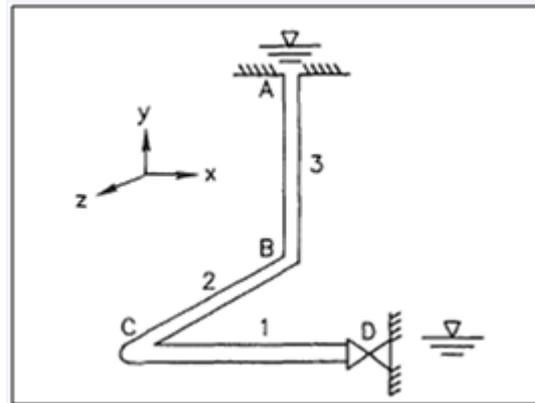
Figure V.7 : Courbes de pression au niveau du capteur 1

Les petites ondulations observées, tant dans le calcul numérique que dans les mesures, résultent des propagations d'ondes longitudinales dans la paroi engendrées par la dilatation de la conduite. Le coefficient de Poisson étant différent de zéro.

À partir de la figure V.7, Nous remarquons que dans le cas des coudes fixes, les résultats des modèles couplés et découplés sont presque confondus. Pour cela, une nouvelle configuration a été étudiée par la suite dans cette étude.

La seconde configuration de la tuyauterie est représentée sur la Fig. 8. Dans l'expérience de Wiggert (Wiggert D.C., 1985), les coudes de 3 jusqu'à 7 sont supposés ancrés. Nous avons modélisé les conduites de 3 à 7 comme étant un seul tuyau de longueur $L_3+L_4+L_5+L_6+L_7$. Le coude B est contraint au mouvement, et le coude C est libre pour se déplacer dans le plan x-z. Les tuyaux 1, 2 et 3 ont respectivement des longueurs de 28,0 m, 7,6 m et 12,3 m.

L'eau s'écoule initialement à l'état stationnaire du réservoir vers la soupape. Le régime transitoire est généré à l'instant $t=0$ par la fermeture rapide, dont le temps de fermeture est approximativement de 4 ms.

Cas 2 : Coude mobile**Figure V.8 : Banc d'essai hydraulique (D. C. Wiggert, 1987)**

Un ensemble de trois tuyaux sont dirigés orthogonalement et connectés en série par l'intermédiaire de deux coudes 90°, figure V.8. L'ancrage extérieur du coude 'C' a été supprimé. Il est supporté uniquement par la rigidité axiale de la conduite N°1 suivant la direction x, et la rigidité axiale de la conduite N°2 suivant la direction y.

Les conditions aux limites de ce dispositif sont imposées au réservoir, aux coudes et à la soupape. Pour un réservoir de pression constante, avec un tuyau qui lui est rigide, les conditions aux limites sont comme suit :

$$P = P_0 ; \dot{u} = 0 \quad (\text{V.10})$$

Les résultats sont déterminés par la méthode des caractéristiques à l'aide d'un programme informatique développé sous MATLAB. La conduite N°2 est subdivisée en 100 tronçons. Ainsi, le pas de temps Δt est donné par le quotient du pas d'espace, $\Delta x = \frac{L_2}{N_2}$. La

célérité de l'onde de pression C_f dépend de la rigidité de la paroi. Nous enregistrons juste la première période d'oscillation $t = \frac{2L}{C_f}$, environ 80 ms.

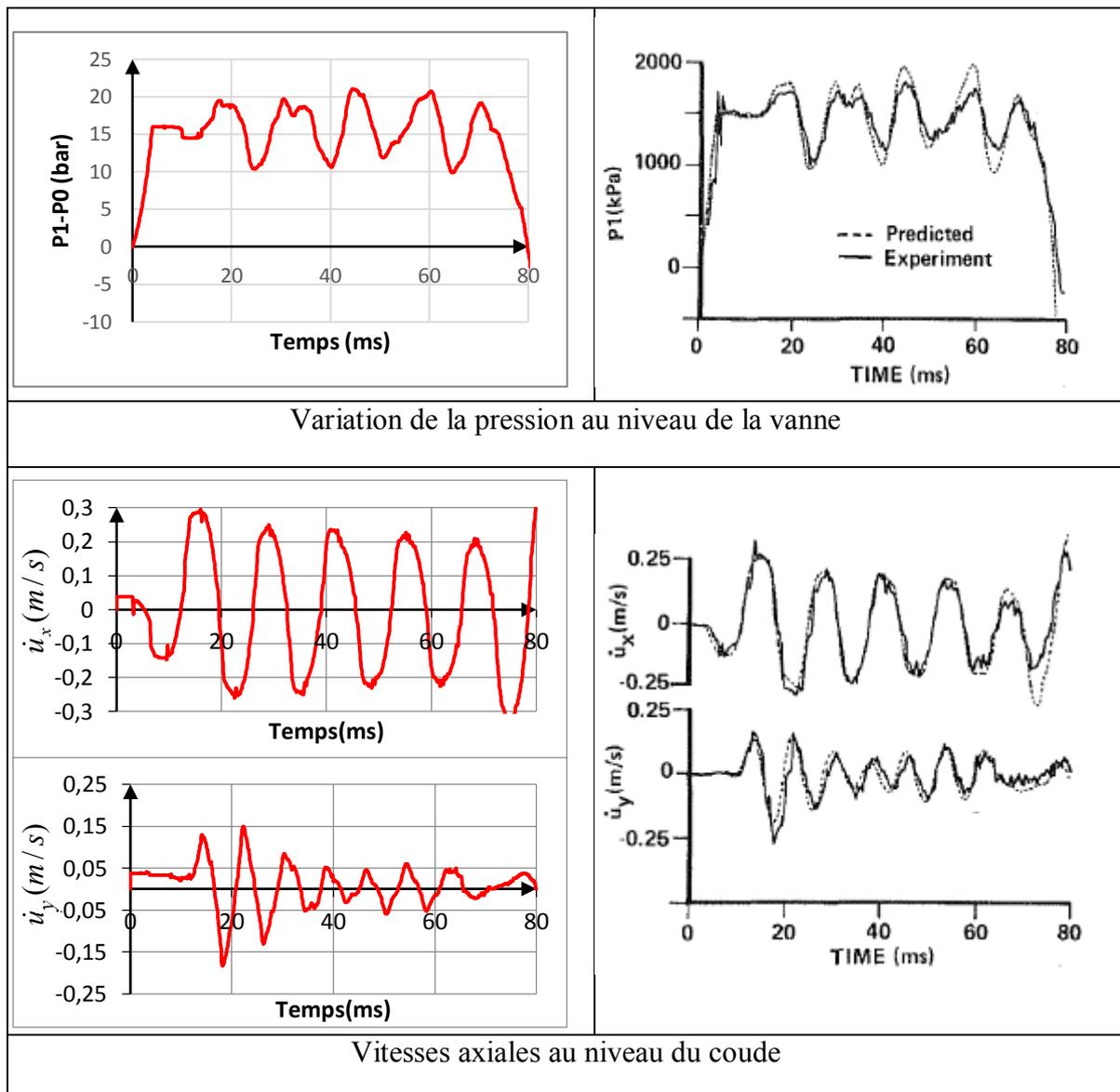


Tableau V.5 : Tableau de comparaison

Les variations de la pression, obtenues avec le modèle proposé, ont montré une bonne concordance avec les résultats expérimentaux (tableau V.5). Le faible décalage observé entre les résultats expérimentaux et numériques est dû au fait que l'effet de perte de charge en régime transitoire est négligé, ainsi que les hypothèses adoptées pour le développement du modèle numérique.

La représentation de la pression en fonction du temps, au niveau de la vanne (tableau V.5), montre que le mouvement du coude 'C' entraîne des ondes de contraintes qui influent sur la pression enregistrée en P1.

Suite à l'échelon de pression de la fermeture de vanne ($=4$ ms), une onde de pression longitudinale est réfléchiée par le coude après 9ms ($t = \frac{2L_1}{C_f}$). À 13ms , une augmentation de pression est enregistrée au niveau de la vanne.

La première pulsation de pression entraîne des mouvements de coude dans les directions x et y , (tableau V.5). En effet, une diminution de la pression sera indiquée sur la courbe P1 à partir de l'instant 20ms . La vitesse de déplacement avant le coude du côté vanne c.à.d selon la direction des x est supérieure au déplacement suivant la direction des y . Cette variation est justifiée par l'apparition du phénomène de cavitation.

Les oscillations enregistrées ultérieurement résultent de la combinaison des modes propres de la conduite excitée par l'onde de surpression dans le fluide. De même, le coude C continue à vibrer suivant les fréquences propres de la conduite. La réponse de pression est la combinaison des vitesses qui en résulte.

Dans le cas où les conduites sont en cuivre, le maximum de pression enregistré est égale 30 bar, 22% plus grand que celui enregistré dans le cas où la coude est ancré.

4.4 Etude d'un écoulement transitoire en conduite PEHD

Nous nous intéressons à l'étude de l'écoulement transitoire dans des conduites coudées d'adduction d'eau potable en PE100, suite à une fermeture rapide d'une vanne. Les 3 conduites, situées dans le réseau représenté sur la figure V.8, initialement en cuivre, seront remplacées par des conduites en PE100 ayant les mêmes caractéristiques géométriques que celles des essais d'éclatement. Les caractéristiques géométriques de la conduite sont données dans le Tableau V.6, et les caractéristiques hydrauliques de l'écoulement sont présentées dans le Tableau V.7.

	Longueur, L, de la conduite (m)	Diamètre D (mm)	Epaisseur e (mm)	Module d'Young E (MPa)	Coefficient de Poisson ν
Cuivre	47.9	26	1.27	117000	0.34
PE100	47.9	125	12	1430	0.46

Tableau V.6 : Caractéristiques géométriques de la conduite

	Pression Initial P_0 (bar)	Vitesse initial V_0 (m ³ /s)	Célérité d'onde de pression C_f (ms ⁻¹)	Célérité d'onde de contrainte C_p (ms ⁻¹)
Fonte grise	10	1.2772	1216.1	3680
PE100	10	1.2772	359.13	1223.7

Tableau V.7 : Caractéristiques hydrauliques de l'écoulement

L'avantage de ce travail est d'analyser les effets de la faible rigidité d'une conduite en polyéthylène haute densité (PE100) dans un système qui contient des coudes droits mobiles.

Nous reprenons le même système, mais avec des conduites en matériau le PE100. Puisque la célérité de l'onde de pression C_f dépend de la rigidité de la paroi, la période d'oscillation $t = \frac{2L}{C_f}$

varie aussi en fonction des propriétés du matériau.

La réponse en pression au niveau de la vanne est donnée par la figure V.9. La faible rigidité du PE100 réduit la célérité de l'onde de pression et joue un rôle important sur l'amortissement des surpressions.

L'échelon de pression de la fermeture de vanne (=4ms) est passé de 26 bar, dans le cas des conduites en cuivre, à 15.7 bar dans les conduites en PE100, soit une diminution de 40%.

La valeur maximale de surpression enregistrée est égale 31bar, se produisant à l'instant $t * C_f / L = 1.13$. Cette surpression ne dépasse pas 19.4 bar dans le cas d'un réseau en PE100.

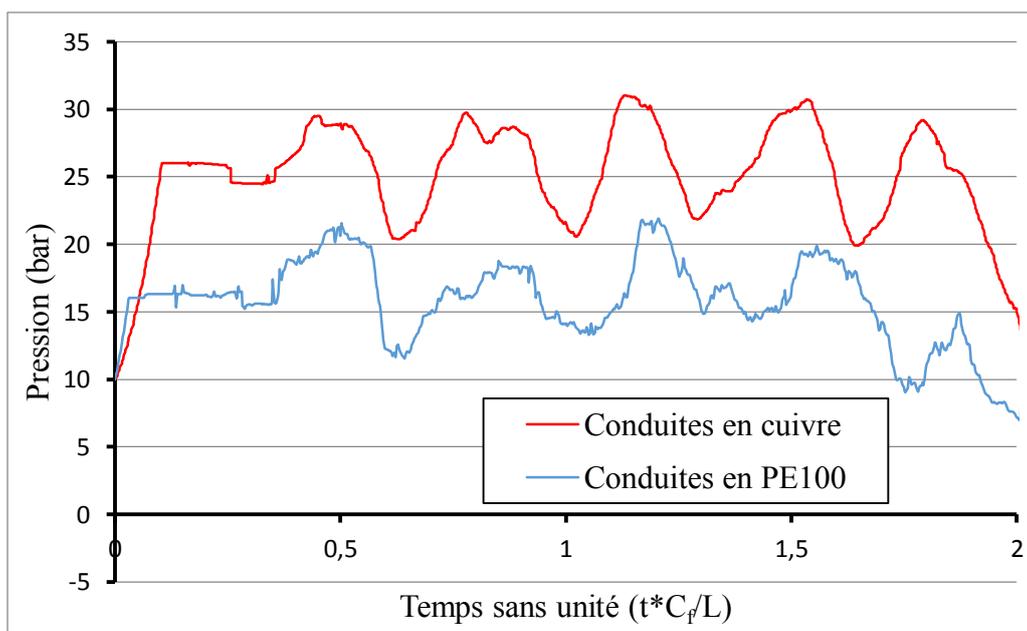


Figure V.9 : Variation de la pression au niveau de la vanne

Nous observons de petites perturbations sur la courbe représentative de la pression au niveau de la vanne, pour des conduites en PE100, figure V.9. Ces perturbations sont dues aux augmentations des déplacements au niveau du coude (figure V.10), signalant le passage d'onde de contrainte dans la paroi de la conduite et son interférence avec l'onde de pression.

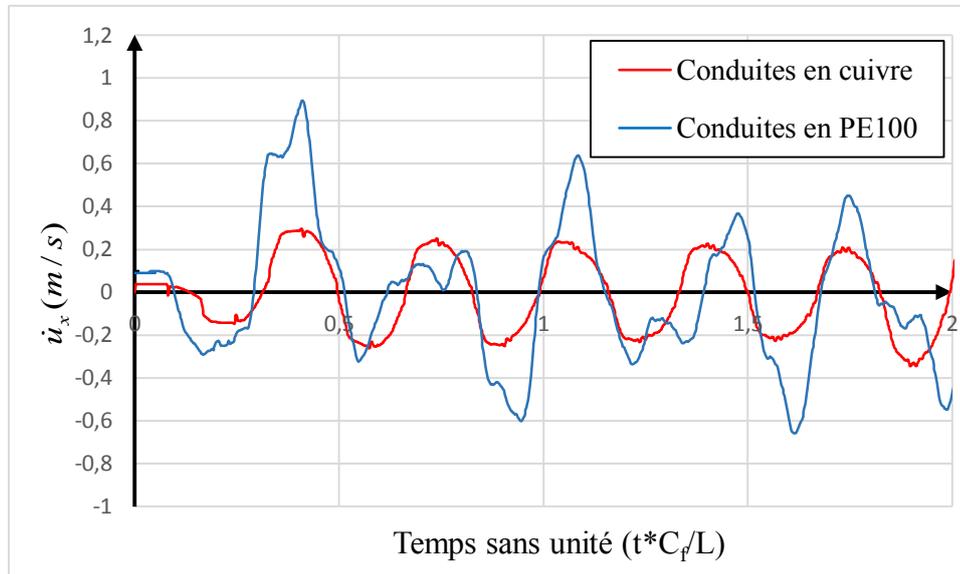


Figure V.10 : Courbe de vitesse au niveau du coude

5 Analyse de la sécurité du réseau en PEHD

5.1 Pression au niveau du coude

Nous nous intéressons dans cette thèse à la résistance au niveau du coude soumis à une pression interne. Pour cela, nous représentons sur la figure V.10 la surpression du coup de bélier au niveau du coude

Le retard de la réponse de la pression correspond au temps nécessaire pour que l'onde de pression passe de la vanne vers le coude. La valeur maximale enregistrée au niveau du coude est égale 18bar dans le cas d'un réseau en PEHD. Cette valeur est plus importante dans le cas d'un réseau en cuivre ; elle est de 27bar. La faible rigidité des conduites en PEHD affaiblit les surpressions du coup de bélier.

La présence d'un coude mobile dans le réseau introduit des fluctuations secondaires. Ces ondulations sont plus visibles au niveau du coude qu'au niveau de la vanne. Malgré les petites perturbations observées sur la courbe de pression pour des conduites en PE100, la figure V11, les résultats de cette étude montrent un grand avantage des conduites en PEHD comparé aux autres matériaux utilisés dans l'adduction d'eau potable tel le cuivre.

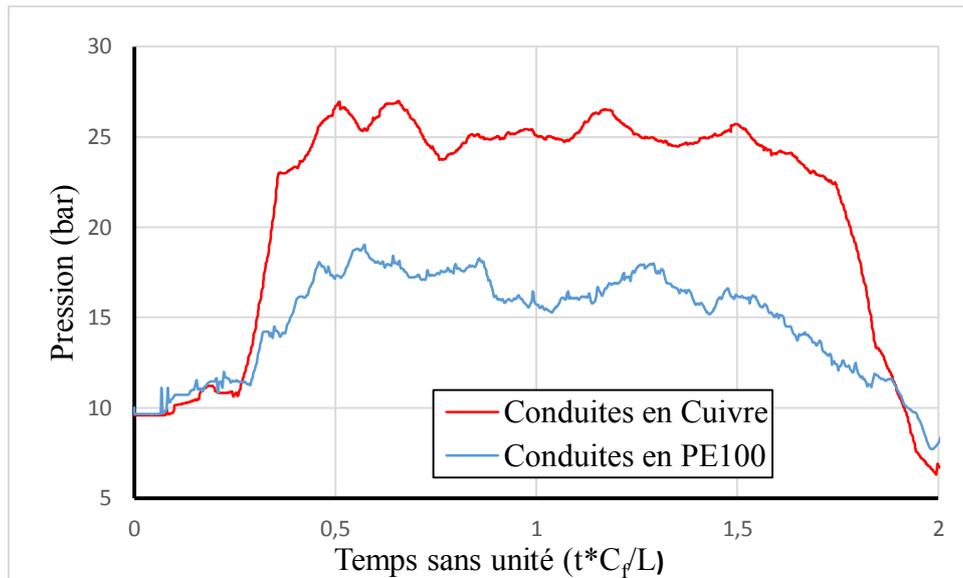


Figure V.11 : Variation de pression au niveau du coude

5.2 Analyse de la sécurité du réseau

Pour étudier l'effet de la pression déterminée précédemment sur l'amortissement des défauts dans une coude en PEHD, nous avons calculé analytiquement l'intégrale J , en se basant sur l'équation (III.5) déterminée dans le chapitre III et qui représente l'intégrale J en fonction de la limite d'élasticité du matériau, les dimensions de la conduite et la taille du défaut :

$$J = J_e \left[A + \frac{0.5(\sigma/\sigma_y)^2}{A} \right] \quad (\text{V.11})$$

Avec $J_e = K^2/E'$ (Marie, 2007)

$$E' = \frac{E}{1-\nu^2} \text{ (Contraintes planes), } \nu \text{ coefficient de Poisson}$$

K est le Facteur d'Intensité de Contraintes déterminé par l'équation suivante (S. Marie, 2007) :

$$K = K_I = \sqrt{\pi a} \left[P \left(\frac{r_e^2}{r_e^2 - r_i^2} \right) i_0 \right] \quad (\text{V.12})$$

P est la pression intérieure dans les coudes, r_i et r_e sont respectivement le rayon intérieur et extérieur du coude, a la profondeur de fissure et i_0 un coefficient d'influence variant selon la forme et la position de la fissure (S. Marie, 2007).

$$A = 1 + \alpha \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n \quad (\text{V.13})$$

En utilisant les données géométriques du coude utilisées dans le paragraphe 4, l'équation (V.11) donne la courbe de l'intégrale J dans un coude PEHD soumis à une pression interne. La courbe de l'intégrale J en fonction de la pression est représentée sur la figure V.12. La propagation de fissure débute lorsque l'intégrale J atteint une valeur d'amorçage, appelée ténacité du PEHD.

En se basant sur la valeur critique de l'intégrale J, retenue dans le chapitre III, J_{Ic} égale à 8.4 KJ/m², la valeur de la pression d'amorçage dans un coude, ayant une entaille de profondeur 60% de l'épaisseur, est de 49.6 bar. Nous remarquons que cette pression est très inférieure à la surpression enregistrée suite à un phénomène de coup de bélier, égale à 19 bar au niveau du coude.

Les résultats montrent que les surpressions engendrées par le phénomène de coup de bélier ne présentent aucun danger de rupture sur un coude de défaut intrados égal à 60% de son épaisseur.

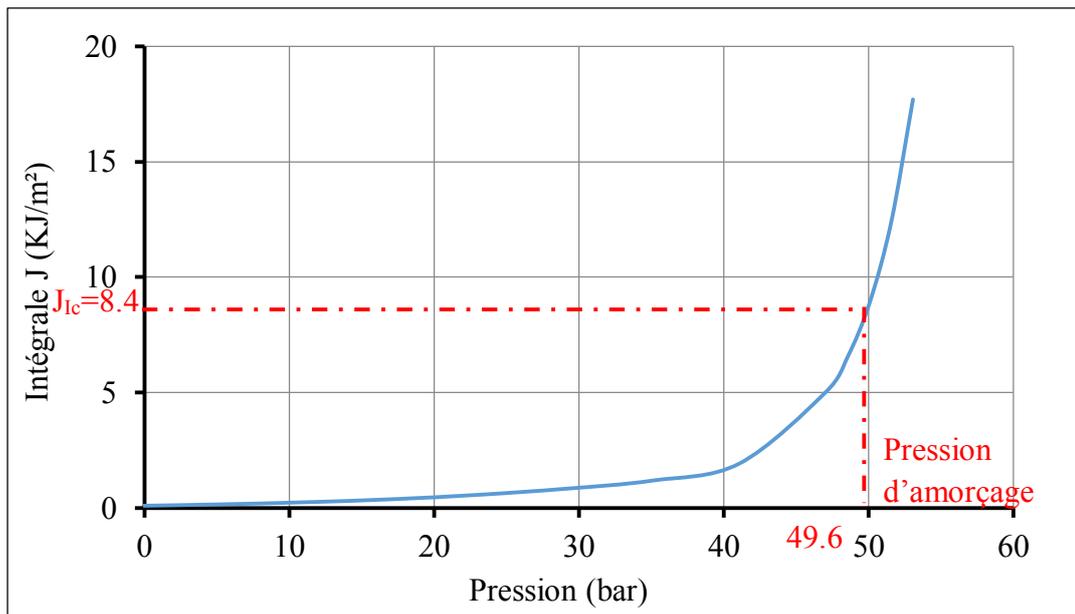


Figure V.12 : Courbe de l'intégrale J en fonction de la pression au voisinage d'un défaut intrados

6 Conclusion

En se basant sur le modèle de simulation de quatre équations de l'écoulement transitoire dans un réseau, nous avons étudié l'interaction fluide-structure.

Nous avons montré que le couplage fluide-structure est nécessaire pour étudier le phénomène de coup de bélier dans un système de conduites en présence de coude mobile.

En comparant des courbes de pression dans deux réseaux, le premier constitué par des conduites en cuivre et le deuxième par des conduites en PE100, nous remarquons que le comportement de ce dernier amortit l'amplitude de surpression de coup de bélier (40%). La faible rigidité de la conduite affaiblit la célérité de l'onde de pression ainsi que les surpressions et les fluctuations du coup de bélier.

La présence d'un coude libre dans un réseau introduit des mouvements dans le coude dans la direction x et la direction y. Ces mouvements ont comme conséquence sur les fluctuations de pression plus importantes au niveau de la vanne qu'au niveau du coude.

L'analyse de sécurité du réseau, sous l'effet du coup de bélier, a révélée que les coudes sont en sécurité. Même la présence de défaut relativement profond ne présente aucun risque de rupture.

Conclusion générale

Le stress hydrique ou la pénurie menacent un nombre important de pays dans le monde. Pour assurer une gestion durable de la ressource, l'idée est de limiter les pertes dans les réseaux d'adduction d'eau potable, notamment, les ruptures dans les installations de production et de distribution. D'où l'utilité d'étudier la résistance à la rupture des conduites coudées en polyéthylène haute densité en présence d'un défaut superficiel.

Cette thèse est une continuité des travaux précédents sur la sécurité des réseaux d'adduction d'eau potable en présence d'un défaut superficiel sous l'effet du phénomène de coup de bélier, élément important dans ces réseaux en dehors des tuyaux et des coudes.

Nous avons débuté notre manuscrit par une étude bibliographique mettant en évidence une généralité sur les réseaux d'alimentation d'eau potable, les matériaux utilisés, les défauts rencontrés et leurs influences dans le processus de rupture. Nous nous sommes intéressés au polyéthylène haute densité (PEHD), un matériau d'avenir pour les conduites de transport d'eau potable s'entend sur le marché et détrône les matériaux conventionnels. Le caractère élastoplastique de ce matériau nous a aidé à choisir les outils pour évaluer la nocivité des défauts. Les outils les plus appropriés pour décrire la rupture ductile de ce matériau à l'état neuf sont : le concept de l'intégrale J et le déplacement d'ouverture de la pointe de la fissure. La combinaison de ces outils nous permet de choisir la valeur critique de l'intégrale J comme valeur de ténacité du PEHD.

À l'aide d'essais expérimentaux, nous avons déterminé le comportement mécanique à la fissuration du PE100. Les essais de traction sur des éprouvettes CT ont permis de tracer les courbes de l'intégrale J et le CTOD en fonction de l'avancée de fissure. Il s'est avéré que la valeur de la ténacité à l'amorçage de fissure dans le PEHD est de 8.4 kJ/m². De plus, des essais d'éclatement ont été réalisés sur des coudes 90°, en présence d'un défaut de faible épaisseur, en introduisant deux paramètres, l'emplacement et la profondeur du défaut. En se basant sur les résultats expérimentaux et sur les simulations par éléments finis des essais d'éclatements, nous avons démontré que l'intégrale J prédit avec une précision acceptable le comportement à la fissuration d'une conduite fissurée.

Vu la complexité et le coût élevé de ces essais, nous avons développé un modèle de calcul par éléments finis permettant de déterminer la pression de rupture des coudes en PEHD. Le modèle a été développé sous ABAQUS en appliquant la loi de comportement déterminée expérimentalement, et en utilisant le concept de l'intégrale J. Une loi de la variation de pression

d'éclatement d'un tube en PE100 en fonction de la géométrie du défaut présent sur sa surface extérieure est proposée en se basant sur les résultats expérimentaux. D'après la concordance entre les résultats numériques et expérimentaux, nous considérons la valeur critique de l'intégrale J comme étant la ténacité du PEHD.

En adoptant cette valeur comme caractéristiques d'amorçage de fissure, nous avons mené une étude paramétrique pour étudier l'effet de la taille du défaut sur la pression d'amorçage de la fissure dans les conduites en PEHD.

Dans le but d'analyser les conditions à rupture des conduites coudées, nous avons proposé une équation simplifiée basée sur la détermination de l'intégrale J en fonction de la pression dans les réseaux d'adduction d'eau potable en présence d'un défaut superficiel. Cette formule dépend de la position de la fissure, la taille du défaut, les dimensions du coude, ainsi qu'aux caractéristiques du matériau.

Nous avons mis l'accent par la suite sur l'importance d'introduire les termes de couplage fluide-structure, dans l'étude des écoulements transitoires dans les conduites en PEHD, plus précisément le phénomène de coup de bélier. Pour cela, nous avons rappelé la théorie de la mécanique des milieux continus et développé son application élémentaire aux deux milieux, solide et fluide.

Par une comparaison entre la réponse en pression, pour un réseau en cuivre et un réseau en PE100, nous remarquons que le comportement de ce dernier amortit l'amplitude de surpression de coup de bélier (40%). La faible rigidité de la conduite affaiblit la célérité de l'onde de pression ainsi que les surpressions et les fluctuations du coup de bélier. La surpression dans un système de conduite coudée en PE100, ne nécessite pas par la suite une protection contre le phénomène de coup de bélier.

À la fin de cette étude, Nous revenons sur les résultats marquants de ce travail :

- La ténacité à l'amorçage J_{Ic} : la détermination de cette valeur, égale à 8.4 KJ/m^2 , est basée sur la combinaison de la méthode de Rice par la courbe de J-R et la méthode de Wells par la courbe déplacement d'ouverture en pointe de fissure CTOD.
- L'équation, proposée dans le chapitre III, dépend de la position de la fissure, la taille du défaut, les dimensions du coude, et des caractéristiques du matériau. Elle donne une valeur de pression à l'amorçage.
- les ondes de surpression sont rapidement amorties grâce à la grande déformabilité des conduites en polyéthylène. La totalité du réseau est en sécurité par rapport aux coups de bélier. De plus, un défaut de profondeur équivalent à 60% de l'épaisseur de la conduite

est admissible. La protection contre le phénomène de coup de bélier est indispensable dans ce cas.

Perspectives

De nombreuses perspectives s'ouvrent à l'issue de ce travail de recherche :

- Introduire l'aspect dynamique dans la simulation numérique.
- Étudier de l'effet viscoélastique non linéaire et du vieillissement du matériau sur l'écoulement transitoire dans un système de conduite en PE100.
- Mener une étude expérimentale permettant de caractériser l'endommagement du PEHD et introduire le modèle d'endommagement dans le modèle éléments finis.
- Étudier l'effet du vieillissement des conduites en PEHD sur leurs comportements à la rupture.

Bibliographie

- 6259-3, I. (2015). *Tubes en matières thermoplastiques -- Détermination des caractéristiques en traction -- Partie 3: Tubes en polyoléfinés*. Organisation internationale de normalisation.
- Abderazak, M. (2004). *Interaction fluide-structure dans les écoulements transitoires en conduites*. Sfax: enis.
- Aboulfaraj, M. ,. (1995). In situ observation of plastic deformation of polypropylene spherulites under uniaxial tension and simple shear in the scanning electron microscope. *J. Polym. Sci*, 731-742.
- Addiego, F. (2006). *Caractérisation de la variation volumique du polyéthylène au cours de la déformation plastique en traction et en fluage*. INPL.
- Addiego, F. A. (2006). Characterization of volume strain at large deformation under uniaxial tension in high-density polyethylene. *Polym.*, 4387-4399.
- Andrew Maddocks, R. S. (2015). " *Ranking the World's Most Water-Stressed Countries in 2040*".
- Arieby, R. (2007). *Caractérisation mécanique et modélisation thermodynamique du comportement anisotrope du polyéthylène à haute densité*. Nancy: Université de Lorraine.
- ASTM, E.-0. (2007). American Society for Testing and Materials,. Dans *Annual Book of ASTM Standards*. USA.
- Bea Ver, P. W. (1987). Determinations of J_{ic} for 2024-T351 Aluminium alloy. *Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct.*, 495-506.
- Begley, J. A. (1972). Proceedings of the 1971 National Symposium on fracture mechanics. Dans *The J Integral as a Fracture Criterion» Fracture toughness* (pp. 1-20). ASTM STP 514 , American Society for testing and Materials.
- Belloir, M. (2011). *7 milliards d'humains sur terre : quelles conséquences ?*
- Bowden, P. B. (1974). Deformation mechanisms in crystalline polymers. *J. Mater. Sci.*, 2034-2051.
- Broek, D. (1974). Correlation between stretched zone size and fracture toughness. *Engineering Fracture Mechanics*, 173-181.
- Bui, H. (1974). Dual path independent integrals in the boundary-value problems of cracks. *Engineering Fracture Mechanics*, 287.

- Butler M.F., A. M. (1998). Time resolved simultaneous small- and wide-angle X-ray scattering during polyethylene deformation-II. Cold drawing of linear polyethylene. *Polym.*, 39-52.
- Butler, M. A. (1997). Deformation of spherulitic polyethylenethin film. *J. Mater. Sci.*, 3675-3685.
- Cangemi L., M. Y. (2002). Une approche méso-macro continue pour la modélisation du comportement des polymères semi cristallins à usage structural. . *Mécanique&Industrie*, 557-570.
- Carlier, M. (1980). Dans *Hydraulique générale et appliquée*. Paris: Eyrolles.
- Castagnet S., G. J. (2000). Correlation between macroscopical viscoelastic behaviour and micromechanisms in strained polyvinylidene fluoride (PVDF). *J. Mater. Sci.*, 152-159.
- Castagnet, S. ., (2000). Cavitation in strained polyvinylidene fluoride: mechanical and X-ray experimental studies. *Polym.*, 7523-7530.
- Clarke, G. J. (1979). Evaluation of the J Integral for the Compact Specimen. *J. Test. Eval.*
- Coeuille, F. (2002.). *Revêtements polymères de canalisation de fluide :Caractérisation et évolution de l'adhésion en milieu agressif*. ENSMP.
- Courant, R. ., (1967). On the partial difference equations of mathematical physics. *IBM Journal of Research and Development 11*, 215–234.
- Courtin, S. C. (2005). Advantages of the J-integral approach for calculating stress intensity factors when using the commercial finite element software ABAQUS. *Eng. Fract. Mech.*
- Covas, D. ., (2005). The dynamic effect of pipe-wall viscoelasticity in hydraulic transients. Part II—Model development, calibration and verification. *J. Hydraul. Res.*
- Crandall SH., D. N. (1978). An introduction to the mechanics of solids. *2nd ed. McGraw-Hill International Editions*.
- D. C. Wiggert, H. F. (1987). Analysis of liquid and structural transients in piping by the method of characteristics. *J. FluidsEngng*, 161–165.
- D6068, A. S. (2010). Standard Test Methods for Determining J–R Curves of Plastic Materials Annual Book of ASTM Standards. Dans *Plastics General Test Method*.
- Dahoun, A. (1992). *Comportement plastique et textures de déformation des polymères semi-cristallins en traction uniaxiale et en cisaillements simple*. INPL.
- Dallali, M., Guidara, M. A., Bouaziz, M. A., Schmitt, C., Haj-Taieb, E., & Z. Azari. (2015). Accuracy and security analysis of transient flows in relatively long pipelines. *Eng. Fail. Anal.*, 69–82.

- Desquines, J. (1996). Analyse limite et estimation simplifiée de l'intégrale J pour des tuyaux droits fissurés. Nantes.
- Diouf P.M., D. O. (2005). Conception et dimensionnement d'un réseau d'alimentation en eau potable et d'un système d'évacuation des eaux usées de la nouvelle ville de DIAMNIADIO.
- E1820, A. (2003). *Standard Test Method for Measurement of Fracture Toughness*. American society for testing and materials.
- Ehrenstein, G. e. (2000). Matériaux polymères. *Hermes science*, Paris.
- EL-Bagory, T. M. (2014). Effect of strain rate, thickness, welding on the J–R curve for polyethylene pipe materials. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*.
- Eshelby, J. i. (1957). The continuous theory of lattice defects. *Solid State Physics*.
- Fond C., G. C. (2002). Localisation des déformations et mécaniques d'endommagements dans les polymères multiphasés. *Mécanique & industries*, 431-438.
- Fox, J. (1977). *Hydraulic Analysis of Unsteady Flow in Pipe Networks*. London: The Mac Millan Press LTD.
- Francois, D. A. (1993). Comportement mécanique des matériaux : viscoplasticité, endommagement, mécanique de la rupture, mécanique du contact. HERMES.
- Frelin, M. (2003). Coup de bélier. Dans *Les techniques de l'Ingénieur, Volume BL2, article BM 4176, pp. 1-27* (pp. 1-27).
- Friedrich, K. (1983). "Crazes and shear bands in semi-crystalline thermoplastics",. Dans *Advances in Polymer Science, Crazing in polymers* (pp. 225-274). Berlin-Heidelberg, Germany: Edited by Kausch, H.H., Springer-Verlag.
- G'sell C., D. A. (1994). Evolution of microstructure in semi-crystalline polymers under large plastic deformation. *Mater. Sci. and Eng.*, 183-199.
- GFR. (1986). Recommandations d'essais de mesure de résistance à la déchirure ductile des matériaux métalliques (Essais J~a). *Groupe Fragilité-Rupture*.
- Goodall, I. (1978). Lower bound limit analysis of curved tubes loaded by combined internal pressure and in-plane bending moment. *Central Electricity Generating Board*. Berkeley, UK: CEGB Report RD/B/N4360.
- Grégoire, D. . (2007). Dynamic crack propagation under mixed-mode loading - Comparison between experiments and XFEM simulations. *International Journal of Solids and Structures*, 6517–6534.
- Griffith. (1920). The Phenomena of rupture and flow in solids. *Philosophical Trans. Royal Soci. Of London*, 221.

- G'sell, C. A. (2003). *Influence de la déformation volumique sur la dissipation plastique des polymères*. Ecully.
- Guidara, M. (2016). *Analyse des conditions de rupture des conduites d'adduction d'eau potable en polyéthylène, sous l'effet d'écoulement transitoire, en présence d'un défaut*. France.
- Hadj Taïeb E. (1999). *Écoulements transitoires dans les conduites déformables avec cavitation de vapeur et dégazage de l'air dissous*. Tunis: Thèse de doctorat d'état en Sciences-Physiques, U.R. mécanique des fluides, Faculté des Sciences de Tunis.
- Hatfield F.J., W. D. (1982). Fluid Structure Interaction in Piping by Component Synthesis. *Journal of Fluids Engineering*, 318-325.
- Haudin, J. (1995). *Introduction à la mécanique des polymères, Chapitres « Structure et morphologies des polymères semi-cristallins et Mécanismes microscopiques de déformation des polymères semicristallins*. G'sell-Haudin, Ed. INPL-MECAMAT-GFP-APPLOR-FIRTECH,.
- Heinsbroek, A. G. (1993). Fluid-structure interaction in non-rigid pipeline systems— comparative analyses. *1 2 th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Glasgow, Scotland , U . K .,; ASTM.
- Heinsbroek, A. G. (1994). The influence of support rigidity on waterhammer pressures and pipe stresses. *the Second International Conference on Water Pipeline Systems* (pp. 17 – 30). London , U . K .: Mechanical Engineering Publications.
- I. Skozrit, Z. T. (2009). Numerical modelling of creep fracture behaviour of medium density polyethylene (MDPE). *6th International Congress of Croatian Society of Mechanics*. Dubrovnik, Hrvatska.
- Irwin, G. R. (1957). Analysis of Stresses and Strains near the end of a Crack traversing a Plate. *J. Appl. Mech.*, 361.
- Keramat A, T. A. (2012). Fluid-structure interaction with pipe-wall viscoelasticity during water hammer. *Journal of Fluids and Structures* , 434-455.
- Kichenin, J. (1992). *Comportement thermomécanique du polyéthylène : application aux structures gazeuses*. France: Ecole polytechnique.
- Kolednik, O. ., (1987). A proposal for estimating the slope of the bluntingline. *International Journal of Fracture*, R63-R66.
- Kolednik, O., & Sttiwe, H. (1985). The stereophotogrammetric determination of the critical crack tip opening displacement. *Engineering Fracture Mechanics*, 145-155.
- Krasowsky A. J., V. V. (1981). On a relationship between stretched zone parameters and fracture toughness of ductile structural steels. *International Journal of Fracture*, 579-592.

- Langre, E. D. (2001). Fluides et Solides. *Editions Ecole Polytechnique*.
- Lavooij CSW, T. A. (1991). Fluid-structure interaction in liquid-filled piping systems, *Journal of Fluids and Structures* . 573-595.
- Lavooij, C. . (1991). Fluid-structure interaction in liquid-filled piping systems. *J. Fluids Struct.*
- Lecorre, V. (2006). *Etude de la compétition déchirure ductile/rupture fragile : Application à la tenue mécanique des tubes en acier c-Mn et de leurs joints soudés*. Lille.
- Lemaitre, J. J. (1988). «Mécanique des matériaux solides. DUNOD.
- Lin L., A. A. (1994). Structure and plastic deformation of polyethylene. *Journal of Materials Science*, 294-323.
- Lin, L. S. (1994). Structure and plastic deformation of polyethylene. *J. Mater. Sci.*, 294-323.
- Longatte, E. . (2009). Couplage de codes de calcul scientifique pour l'étude des interactions fluide structure en présence d'écoulements. *CFM*.
- Loss, F. E. (1985). Alternative Displacement Procedures for J-R curve Determination. In: Elastic-Plastic Fracture Test Methods: The Users Experience. USA: ASTM International.
- Marie, S. e. (2007). French RSE-M and RCC-MR code appendices for flaw analysis: Presentation of the fracture parameters calculation—Part IV: Cracked elbows. *International Journal of pressure vessels and piping*, 659-686.
- Milne, I. . (1988). Assessment of the integrity of structures containing defects. *Int. J. Press. Vessel. Pip.*, 3-104.
- Mimaut, C. (2014). *Des milliards de litres d'eau potable perdus dans les fuites*.
- Nakamura, T. P. (1988). Three-dimensional stress field near the crack front of a thin elastic plate. *J. Appl. Mech.*, 805-813.
- Neale, K. S. (1995). A procedure for determining the fracture behaviour of materialsthe unifiedfracture mechanics test method EFAM GTP 94. *Fatigue Fract Engng. Mater. Struct.*, 413-424.
- Nitta, K. . (2000). Tensile yield of isotactic polypropylene interms of a lamellar-cluster model. *J. Polym.Sci*.
- OCDE. (2012). *Perspectives de l'environnement à l'horizon 2050 : les conséquences de l'inaction*. Paris.
- Pawlak, A. . (2005). A. PAWLAK, A. GALESKI. Plastic deformation of crystalline polymers: The role of cavitation and crystal plasticity. *Macromolecules*, 9688-9697.

- Pawlak, A. (2007). Cavitation during tensile deformation of high-density polyethylene. *Polym. Polym.*, 1397-1409.
- Perrin, G. (2000). Analytic stress-strain relationship for isotropic network model of rubber elasticity. *l'académie des sciences*, (pp. 5-10).
- Peterlin, A. (1971). Molecular model of drawing polyethylene and polypropylene. *J. Mater. Sci.*, 490-508.
- Pluvinage, G. (1989). Mécanique élastoplastique de la rupture. *Editions Cepadues*.
- Prado, R. A. (2002). A transient shear stress model for the analysis of laminar water-hammer problems. *Journal of Hydraulic Research*, 45-53.
- Renault, N. (2007). *Etude de couplage thermomécanique du PEHD par essai mécaniques et inversion d'images infrarouge*. INPL.
- Rice J.R., L. N. (1972). The part-through surface crack in an elastic plate» *Journal of Applied Mechanics. Journal of Applied Mechanics*, 185-194.
- Rice, J. (1968). A path independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks. *Journal of Applied Mechanics*, 379-386.
- Rishi Kumar Sharma, a. (2006). On The Problem of an Axial Semi-Elliptical Crack in a Hollow Ductile Cylinder. *International Journal of Fracture*, 269-275.
- S. Mahmoud, L. K. (2003). The effect of specimen thickness on the characterization of critical CTOA in 2024-T351 aluminum alloy. *EngngFractMech* , 443-56.
- S. Marie, e. a. (2007). French RSE-M and RCC-MR code appendices for flaw analysis: Presentation of the fracture parameters calculation—Part III: Cracked pipe. *International Journal of pressure vessels and piping*, 614-658.
- SANZ, G. (s.d.). La rupture des aciers, la mécanique de la rupture», IRSID, Tome 2. *IRSID, Tome 2*.
- Schneider, K. ,. (s.d.). The study of cavitation in HDPE using time.
- Shi, J. (2015). Creep-fatigue crack growth assessments of elbow end welds. *International conference on pressure vessel technology*, 893-901.
- Smith, E. ,. (1992). The use of eta factors to describe the J integral : The ASTM 1152 standard for the compact tension specimen. *Engineering Fracture Mechanics*, 241-246.
- Tijsseling, A. S. (1993). *Fluid structure interaction in case of water hammer with cavitation*. Delft University of Technology.
- Vigier, G. J. (1992). Amorphous phase evolution during cristallization. *Colloidpolym. Sci.* 270, 1182-1187.

- Wells, A. (1961). Unstable crack propagation in metals : cleavage and fast fracture'.
Proceedings of the crack propagation symposium, 84.
- Wiggert D.C., O. R. (1985). The Effect of Elbow Restraint on Pressure Transients, ASME, .
Journal of Fluids Engineering, 402-406.
- Z. Skozrit, I. S. (2005). A contribution to assessment of steam generator tubes integrity.
11th International Conference on Fracture. Turin, Italy.