

Université MUSTAPHA Stambouli
Mascara



جامعة مصطفى اسطمبولي
معسكر

Faculté des Sciences et de la Technologie

THESE de DOCTORAT

Spécialité Génie Mécanique

Intitulée

Etude de la nocivité du phénomène de coup de bélier
dans les conduites enterrées

Présentée par : Mr. DAIKH Abdelkader

Le/07/2024

Devant le jury :

Président	Pr. BOUADI Abed	Pr	Université Mustapha Stambouli de Mascara
Examineur	Pr. MAHMOUDI Nouredine	Pr	Université Dr Moulay Tahar de Saida
Examineur	Dr. BELTACHEABDELGHANI	MCA	Université Ibn Khaldoun de Tiaret
Examineur	Dr. MEDJDOUB S.Mohammed	MCA	Université Djillali Yabes Sidi Belabes
Encadreur	Pr. AMINALLAH Laid	Pr	Université Mustapha Stambouli de Mascara
Co-Encadreur	Pr. GAIDI Laouni	Pr	Université Mustapha Stambouli de Mascara
Invite	Pr. OULD CHIKH El Bahri	Pr	Université Mustapha Stambouli de Mascara

Année Universitaire : 2023-2024

المخلص

في هذه الأطروحة، تم استخدام طريقة العناصر المحدودة ثلاثية الأبعاد لتحليل درجة الضرر الناتجة عن ظاهرة الطرق المائي في أنابيب البولي إيثيلين عالي الكثافة (HDPE) المتضررة بالتشققات. معيار الكسر المستخدم في هذه الدراسة هو التكامل ج (J) ، والذي تم حسابه في تشققات شبه بيضاوية في أربع مواضع مختلفة. تم تحليل تأثير معدل التدفق وتكوين التشققات على التكامل ج (J) ، و تم اختيار الأنابيب المستعملة في هذه الدراسة العددية بناءً على نماذج متوفرة تجارياً كما تم إجراء التحاليل العددية عن طريق نمذجة رقمية ثلاثية الأبعاد باستخدام طريقة العناصر المحدودة ثلاثية الأبعاد في برنامج الحساب الرقمي وارب (Warp) ، كما تم اعتبار جميع المواد المستخدمة في النماذج الرقمية متساوية الخصائص في جميع الاتجاهات ، متجانسة، ومرنة خطياً. تُظهر النتائج المتحصل عليها أن الزيادة في الضغط الناتجة عن ظاهرة الطرق المائي تؤدي إلى زيادة ملحوظة في التكامل ج (J) كما يمكن أن نلاحظ أيضاً أن التشققات الطولية الداخلية في الأنبوب هي الأكثر خطورة. يمكن أيضاً ملاحظة أن زيادة سرعة التدفق وقطر الأنبوب المستعمل ومعامل يونغ (مقياس للصلابة) للمادة المكونة للأنبوب تؤدي إلى زيادة كبيرة في التكامل ج (J).

ABSTRACT:

In this thesis, numerical study, the three-dimensional finite-element method is used to analyze the degree of harmfulness of the water hammer phenomenon in high-density polyethylene (HDPE) pipes damaged by cracking. The fracture criterion used in this study is the integral J, which was calculated in semi-elliptical cracks in four different positions. The effect of the flow rate and crack configuration on the J-integral is analysed. The pipe section was constructed simulating a commercially available model. A 3D finite-element analysis was performed in Warp Software. All materials used in the models were considered to be isotropic, homogeneous, and linearly elastic. The results obtained show that an increase in pressure caused by the water hammer phenomenon leads to a remarkable increase in the J-integral. It is also shown that an internal longitudinal crack in a pipe is the most dangerous. One can also observe that an increase in the flow velocity, the pipe diameter, and the Young's modulus of the material lead to a considerable increase in the J-integral.

RÉSUMÉ :

Dans cette thèse, la méthode des éléments finis tridimensionnelle est utilisée pour analyser le degré de nocivité du phénomène du coup de bélier dans les conduites en polyéthylène haute densité (PEHD) endommagées par des fissures. Le critère de rupture utilisé dans cette étude est l'intégrale J, qui a été calculée dans des fissures semi-elliptiques dans quatre positions différentes. L'effet du débit et de la configuration de la fissure sur l'intégrale J est analysé. La section de tuyau a été construite en simulant un modèle disponible dans le commerce. Une analyse aux éléments finis 3D a été effectuée par le code de calcul Warp. Tous les matériaux utilisés dans les modèles ont été considérés comme isotropes, homogènes et linéairement élastiques. Les résultats obtenus montrent qu'une augmentation de la pression causée par le phénomène du coup de bélier entraîne une augmentation remarquable de l'intégrale J. Il est également montré qu'une fissure longitudinale interne dans un tuyau est la plus dangereuse. On peut aussi observer qu'une augmentation de la vitesse d'écoulement, du diamètre de la conduite et du module de Young du matériau entraînent une augmentation considérable de l'intégrale J.

Remerciements

Avant tout, je tiens à remercier ALLAH de m'avoir donné autant de courage, de patience et de volonté pour réaliser cette thèse. Mes premiers remerciements vont à mon encadrant et directeur de thèse, le Professeur Laid AMINALLAH, pour son soutien continu dans mes études et recherches doctorales, pour sa patience, sa motivation, son enthousiasme et son immense connaissance. Ses conseils m'ont aidé tout au long des recherches et de la rédaction de cette thèse, et je remercie également mon co-encadreur le Professeur Laouni GAIDI.

Je voudrais aussi remercier Monsieur le Professeur Abed BOUADI, le recteur de notre université, pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse, de même que Messieurs les Professeurs Nouredine MAHMOUDI, le Docteur Sidi Mohamed MAJDOUB et le Docteur Abdelghani BALTACHE, pour avoir examiné avec minutie et objectivité mon manuscrit et avoir bien voulu donner de leur temps pour lire et critiquer mes travaux. Je tiens également à remercier le Professeur El Bahri OULD CHIKH d'avoir accepté notre invitation pour assister à ma soutenance.

Merci à ma femme et mes enfants Fatima, Merièmè, Aïcha et Hadjouj, qui donnent un sens à ma vie. Enfin, je n'oublie pas de remercier mes collègues du département de Génie Mécanique.

Dédicace

Tout d'abord, je tiens à remercier ALLAH de m'avoir donné la force et le courage de mener à bien ce modeste travail.

Du plus profond de mon cœur, je dédie ce travail :

- **À la mémoire de mon père**
- **À ma chère mère**
- **À ma chère épouse**
- **À mes enfants**
- **À mes frères et sœurs**
- **À toute ma famille**
- **À mes amis proches**
- **Et à tous ceux que j'aime et qui m'aiment.**

DAIKH.ABDELKADER

Sommaire

Table des matières

Sommaire	I
Listes des Figure	III
Introduction Générale	1
CHAPITRE I : Mécanique des Conduites	4
Introduction	4
I.1. Généralité Sur les Conduites.....	4
I.1.1. Types de conduite.....	6
I.2. Mécanique de la rupture.....	14
I.2.1. Introduction	14
I.2.2. Mécanique de Rupture	15
I.2.3. Critère de rupture	19
I.2.4. Facteur d'Intensité des contraintes	23
I. 2.5. Intégral J	26
I.2.6. Rupture des conduites en PEHD	30
Conclusion.....	31
Chapitre II : Description D'un Ecoulement Transitoire	34
II .1 Introduction	34
II.2. Généralités :.....	35
II.2.1. Types d'écoulement	35
II.2.2. Aperçu Historique.....	36
II.2.3. Efforts appliqués à une conduite forcée.....	37
II.2.4. Pertes de charge dans les conduites	39
II.2.5. Caractéristiques d'une conduite :	43
II.2.5. Mise en place des conduites sur le terrain :	44
II.2.6 Choix d'une canalisation :	45
II.3. ANALYSE DU PHENOMENE DU COUP DE BELIER	46
II.3.2. Analyse physique du phénomène du coup de bélier :.....	47
II.4. Equations de base d'un écoulement transitoire dans les conduites sous pression.....	51
II.4.1. Equation de conservation de la masse (équation de continuité) :	51
II.4.2. Equation de conservation de la quantité de mouvement :.....	57

II.4.3 Transformation des équations de Saint Venant :	61
II.4.4. EQUATIONS D'ALLIEVI	63
II.5. PROTECTION DES CONDUITES :	78
II.5.1. Protection contre le coup de bélier :	78
II.5.2 Protection contre la corrosion :	85
II.5.3. Comparaison entre les différents types de conduites forcées :	85
II.6 Résolution des équations de l'écoulement transitoire au sein d'une conduite :	86
II.6.1 Interprétation des équations aux caractéristiques :	86
II.6.2 Principe général de raisonnement :	87
II.6.2 Exemple de résolution dans le plan (x,t):.....	89
II.6.3. Discrétisation des équations :.....	93
II.6.4. Transformation des équations d'Allievi en différences finies :.....	103
II.6.5. Conditions aux limites et conditions initiales :	105
Chapitre III :Résultats et analyses.....	109
III.1. Introduction	109
III.2. Modèles géométriques et matériaux.....	110
III.3. Formulation de l'intégrale-J.....	113
III.4. Modélisation par éléments finis	114
III.5. Résultats et discussions	116
III.5.2. Effet de la position de la fissure	118
III.5.3. Effet de la vitesse d'écoulement	119
III.5.4. Effet de la configuration de la fissure.....	120
III.5.5. Effet de la nature du matériau.....	121
III.5.5. Effet de la géométrie de la pipe	125
Conclusion générale.....	130
Références :.....	133

Listes des Figure

Chapitre I

Figure I. 1. Conduite en acier[5].....	7
Figure I. 2. Conduite en PVC[8].....	8
Figure I. 3. Conduite en PEHD [11]	9
Figure I. 4.Chaine moléculaire du polyéthylène.....	10
Figure I. 5. Arrangement linéaire et ramifié	11
Figure I. 6.Rupture fragile[24].....	16
Figure I. 7. Rupture ductile[27]	17
Figure I. 8. différents modes de rupture[29]	18
Figure I. 9.Fissure dans une surface infinie soumise à une force de traction. [10].....	20
Figure I. 10.Rapport entre la complaisance de la structure et G . [32]	22
Figure I. 11.présence de fissures dans un matériau élastique présente des contraintes. [10]	24
Figure I. 12.Zone limitant la région entourant une pointe de fissure. [37]	25
Figure I. 13.Intégrale de contour J [39]	27
Figure I. 14. Calcul de J en utilisant la méthode de la complaisance.	28
Figure I. 15. Évaluation empirique du paramètre J [43].....	29

Chapitre II

Figure II. 1: Changement de direction	38
Figure II. 2: Changement de section	39
Figure II. 3:Représentations schématique d'un élargissement brusque	41
Figure II. 4: Représentation schématique d'un rétrécissement brusque	42
Figure II. 5 : Représentation schématique d'un coude	42
Figure II. 6: Courbe caractéristique de deux conduites en parallèle.....	43
Figure II. 7: Courbe caractéristique de deux conduites en série	43
Figure II. 8. Représentation schématique des différentes phases du coup de bélier.....	50
Figure II. 9. Représentation schématique d'un tronçon de la conduite	52
Figure II. 10: Représentation d'un tronçon de fluide	54
Figure II. 11. Représentation schématique de l'écoulement dans une conduite.....	58
Figure II. 12.Représentation schématique d'une conduite avec réservoir.....	66
Figure II. 13. Variation de la surpression au niveau de la vanne.....	70
Figure II. 14. Variation de la surpression en un point quelconque de la conduite.....	70
Figure II. 15.Variation de la surpression en fonction du temps dans le cas d'une fermeture rapide	71
Figure II. 16. Evolution de la fonction $\alpha(t)$ en fonction des différentes lois de fermetures.....	73
Figure II. 17. Clapet d'entrée d'air.....	79
Figure II. 18. Schéma de principe d'une ventouse	79
Figure II. 19. Cheminée d'équilibre	80
Figure II. 20. Réservoir à air comprimé.....	81
Figure II. 21. Clapet anti-retour	81

Figure II. 22. Emplacement du réservoir anti-bélier.....	82
Figure II. 23. Volant d'inertie.....	83
Figure II. 24. Soupape de décharge	84
Figure II. 25. Déplacement d'une onde dans le plan (x,t)	87
Pour connaître la pression y et le débit Q à l'instant t en M , on va chercher l'information en A à l'instant $t-$ et en A à l'instant $t- MA/a$ et en B à l'instant $t- MA/a$ ou on suppose connus le débit et la surpression la figure II. 26.	87
Figure II. 27. Représentation schématique d'un écoulement au sein d'une conduite.....	87
Essayons de traiter quantitativement en raisonnant dans le plan (x,t) l'exemple vu au chapitre II, toute en se basant sur la figure II. 28	89
Figure II. 29. Schéma d'une conduite unique avec réservoir	89
Figure II. 30. Etude d'une fermeture instantanée de vanne dans le plan (x,t).....	90
Figure II. 31. Schéma utilisé pour la méthode des caractéristiques.....	94
Figure II. 32. Réseau des caractéristiques.....	95
Figure II. 33. Discrétisation	96
Figure II. 34. Schéma au différence finie	100
Figure II. 35. Evolution du schéma explicite.....	102
Figure II. 36. Evolution du schéma implicite	103
Figure II. 37. Approximation par différences finies	104

Chapitre III

Figure III. 1. Représentation schématique des quatre modèles.	111
Figure III. 2. Représentation schématique d'un quart 1/4 du tuyau sous pression interne.	112
Figure III. 3. J integral in three dimensions (3-D)	114
Figure III. 4. Modèle de maillage du tuyau et à proximité des pointes de fissure pour	115
Figure III. 5. Influence of the pressure caused by the water hammer on the integral J	118
Figure III. 6. Influence de la position de la fissure sur l'intégrale J	119
Figure III. 7. Influence de la vitesse d'écoulement sur l'intégrale J	120
Figure III. 8. Influence de la configuration de la fissure sur l'intégrale J	121
Figure III. 9. Influence de la nature du matériau sur l'intégrale J pour ($P = 20$ bars, $R_i = 194,2$ mm et $a/c = 0,1$)	123
Figure III. 10. Influence de la nature du matériau sur l'intégrale J pour ($P = 20$ bars, $R_i = 194,2$ mm et $a/c = 0,9$)	123
Figure III. 11. Influence de la nature du matériau sur l'intégrale J pour ($P = 24,4$ bars, $R_i = 194,2$ mm et $a/c = 0,1$)	124
Figure III. 12. Influence de la nature du matériau sur l'intégrale J pour ($P = 24,4$ bars, $R_i = 194,2$ mm et $a/c = 0,9$)	124
Figure III. 13. Influence de la géométrie de la pipe sur l'intégrale J pour ($R_i = 97,1$ mm et $a/c = 0,1$)	126
Figure III. 14. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour ($R_i = 97,1$ mm et $a/c = 0,9$)	126
Figure III. 15. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour ($R_i = 194,2$ mm et $a/c = 0,1$)	127

Figure III. 16. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour ($R_i = 194,2$ mm et $a/c = 0,9$)	127
Figure III. 17. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour ($R_i = 291,3$ mm et $a/c = 0,1$)	128
Figure III. 18. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour ($R_i = 291,3$ mm et $a/c = 0,9$)	128

Introduction Générale

Introduction Générale

L'utilisation de conduites s'est avérée être une solution à la fois économique et sécurisée pour le transport des fluides. Cependant, ces conduites peuvent présenter des défauts ou des fissures résultant du procédé de fabrication, de chocs thermiques, etc. Sous certaines conditions de fonctionnement ou en raison de phénomènes imprévisibles tels que le coup de bélier, ces fissures peuvent se développer, évoluer et parfois se propager jusqu'à entraîner la rupture de la structure.

Le coup de bélier, également appelé coup de bélier hydraulique, est un phénomène hydraulique qui se produit dans les conduites d'eau lorsqu'un écoulement est brusquement interrompu ou modifié. Toute perturbation transitoire du fonctionnement normal d'un réseau hydraulique (changement de débit, de pression, etc.) peut être à l'origine d'un coup de bélier. Cela provoque une onde de pression qui peut causer des dommages importants aux canalisations et aux équipements. Les principaux changements qui peuvent entraîner un coup de bélier sont : la fermeture rapide d'une vanne, l'arrêt brutal d'une pompe, le démarrage ou l'arrêt d'un équipement hydraulique et tout autre changement soudain du débit ou de la pression dans le réseau. Le coup de bélier se traduit par une brusque élévation de la pression suivie d'une chute de pression tout aussi brutale. Cela peut causer la rupture des conduites, des vannes ou des joints, et endommager les équipements connectés au réseau.

Pour prévenir les effets du coup de bélier, il est important de concevoir le réseau hydraulique de manière à limiter les perturbations transitoires, par exemple en installant des clapets anti-retours, des réservoirs d'expansion ou des amortisseurs de pression.

Diverses méthodes et techniques ont été développées pour répondre à cette problématique. Les domaines fondamentaux concernés incluent la mécanique de la rupture, la fatigue, et plus généralement, la fiabilité des composants et des structures. Le premier défi consiste à élaborer des méthodes numériques permettant d'évaluer les contraintes et les déplacements autour des fissures. Une fois cette analyse possible, chaque méthode numérique nécessite des techniques pour évaluer les paramètres spécifiques aux fissures, tels que l'intégrale J, le taux de restitution d'énergie, et le facteur d'intensité de contrainte.

Le fonctionnement des conduites est caractérisé par des variations de pressions et de vitesses, accompagnées par la propagation des ondes. Les conduites sélectionnées possèdent des pressions de service définies, qu'il est crucial de ne pas dépasser. Le fonctionnement optimal des

Introduction Générale

conduites nécessite donc la prise en compte de nombreux paramètres techniques, lors de la conception, de l'installation et de la maintenance du réseau de canalisations.

L'objectif de notre étude est d'analyser l'effet du coup de bélier dans les conduites endommagées par fissuration en utilisant le code de calcul WARP3D.

Ce travail est structuré en trois chapitres : le premier chapitre présente une revue des travaux bibliographiques sur le comportement mécanique des conduites ; le deuxième chapitre porte sur la description des écoulements transitoires ; enfin le troisième chapitre est dédié aux résultats numériques obtenus.

Chapitre I

Comportement Mécanique Des Conduites

CHAPITRE I : Mécanique des Conduites

Introduction

L'étude des systèmes de tuyauterie, en particulier ceux fabriqués en polyéthylène haute densité (PEHD), Il joue un rôle essentiel dans le domaine de l'ingénierie contemporaine. Ces systèmes ont une importance capitale dans le transport et la distribution de fluides essentiels, tels que la nourriture, le gaz naturel et les hydrocarbures, à travers diverses applications industrielles et municipales. La fiabilité et la longévité de ces infrastructures sont primordiales pour assurer la sécurité publique, l'efficacité économique et la durabilité environnementale.

Dans ce contexte, la mécanique de la rupture émerge comme une discipline fondamentale pour comprendre et prédire le comportement des conduites en PEHD sous diverses conditions de charge et d'environnement. Cette approche scientifique, qui trouve ses racines dans les travaux pionniers de Griffith et Irwin, offre un cadre théorique robuste Afin de comprendre comment les fissures se forment et se propagent dans les matériaux. L'application de ces principes aux conduites en PEHD est particulièrement pertinente, compte tenu des défis uniques posés par les propriétés viscoélastiques de ce matériau et sa susceptibilité à la fissuration lente sous contrainte.

Cette étude se propose d'explorer en profondeur les fondements de la mécanique de la rupture et son application spécifique aux conduites en PEHD. Nous examinerons les concepts clés tels que le facteur d'intensité de contraintes, L'intégrale J et le taux de restitution d'énergie, ainsi que leur pertinence dans la prédiction et la prévention des défaillances des systèmes de tuyauterie. En outre, nous aborderons les méthodes expérimentales et analytiques utilisées pour caractériser Le comportement lorsque les conduites en PEHD se rompent, en mettant l'accent sur les défis et les opportunités actuels dans ce domaine de recherche en constante évolution.

I.1. Généralité Sur les Conduites

Les systèmes de tuyauterie jouent un rôle crucial dans la distribution et le transport de fluides dans de nombreux domaines, allant de l'industrie pétrolière et gazière à l'approvisionnement en eau des communautés. Leur fiabilité est donc essentielle à la sécurité, à l'efficacité économique, et à la durabilité des infrastructures. Les conditions de charge variées et parfois extrêmes auxquelles ces systèmes sont soumis nécessitent une compréhension approfondie de leur comportement sous stress pour garantir leur intégrité structurelle. Les enjeux

sont d'autant plus critiques que toute défaillance peut entraîner des conséquences désastreuses, tant sur le plan écologique qu'économique [1].

Les pressions internes générées par le flux des fluides sont parmi les principaux facteurs sollicitant l'intégrité des tuyauteries. Ces pressions peuvent varier considérablement, Selon la viscosité du liquide, de sa vitesse, et des changements de direction du système de tuyauterie. Les charges cycliques, telles que les variations de pression et de température, peuvent également induire des contraintes répétées, accélérant le processus de fatigue des matériaux. En outre, les impacts environnementaux, incluant les changements climatiques, la corrosion par l'eau de mer pour les installations offshore, ou encore les mouvements de terrain, représentent des défis supplémentaires pour la durabilité des systèmes de tuyauterie.

L'évolution de la mécanique et du génie des matériaux a permis de mieux comprendre et d'anticiper le comportement des systèmes de tuyauterie sous différentes sollicitations. Les recherches récentes se sont concentrées sur l'analyse du comportement non linéaire des matériaux, les processus de dégradation et de rupture, ainsi que sur la durée de vie en fatigue des éléments. Ces études fournissent des bases solides pour le développement de modèles prédictifs plus précis et robustes [2].

L'approche expérimentale, bien que coûteuse et parfois difficile à mettre en œuvre à grande échelle, reste indispensable pour valider les modèles théoriques et numériques. Les méthodes théoriques, en se basant concernant les bases de la mécanique et de la physique, offrent une compréhension profonde des phénomènes en jeu. Les simulations informatiques, de leur côté, permettent de modéliser des conditions complexes et de tester des scénarios variés, offrant ainsi une flexibilité et une économie significatives dans la recherche et le développement.

Les avancées en recherche influencent directement les pratiques de conception et de maintenance des systèmes de tuyauterie. Les modèles prédictifs améliorés permettent aux ingénieurs de mieux anticiper les défaillances potentielles et d'optimiser la conception pour une plus grande durabilité. De même, les stratégies de maintenance évoluent vers des approches plus proactives et prédictives, s'éloignant du simple entretien réactif pour minimiser les risques d'interruption et maximiser la longévité des installations.

En conclusion, l'intégrité structurelle et l'efficacité opérationnelle des systèmes de tuyauterie sous diverses conditions de charge constituent un domaine de recherche dynamique et fondamental. Les progrès continus dans ce domaine sont essentiels afin de relever les défis actuels et à venir des domaines industriels et des infrastructures, garantissant ainsi la sécurité, la fiabilité, et la durabilité de ces systèmes vitaux[3].

L'étude des systèmes de tuyauterie implique divers types de conduites, chacun ayant des caractéristiques et des applications spécifiques. L'identification et la compréhension de ces types sont cruciales Afin d'améliorer la conception, la mise en place et la maintenance des systèmes de distribution de fluides. Nous pouvons explorer plus en détail certains des types de conduites les plus courants.

I.1.1. Types de conduite

Les conduites, ou tuyaux, utilisées pour le transport de fluides, peuvent être fabriquées à partir de divers matériaux, chacun ayant ses propres avantages et inconvénients.

I.1.1.1. Conduites en acier

Les conduites en acier sont largement utilisées pour le transport de gaz et de liquides sous haute pression. Leur popularité découle de leur robustesse, leur durabilité et leur capacité à résister à des températures et des pressions élevées. Selon une étude de [4], les conduites en acier sont particulièrement valorisées dans les industries pétrolière et gazière pour leur intégrité structurelle face aux conditions opérationnelles exigeantes.

Équation de Barlow pour la pression maximale supportable par une conduite en acier :

$$P = \frac{2St}{D} \quad (\text{I.1})$$

Où P est la pression maximale (en pascals), S la limite d'élasticité du matériau (en pascals), t l'épaisseur de la paroi (en mètres), et D le diamètre extérieur de la conduite (en mètres).



Figure I. 1. Conduite en acier[5]

I.1.1.2. Conduites en PVC

Les conduites en PVC (polychlorure de vinyle) sont un choix populaire En raison de leur légèreté, dans le domaine des infrastructures, leur résistance à la corrosion et leur facilité d'installation. Utilisées principalement dans les systèmes de plomberie, les réseaux d'égouts et les systèmes de drainage, ces conduites offrent une solution économique et durable pour le transport de fluides à basse et moyenne pression[6]. Le PVC, un matériau thermoplastique, présente une excellente résistance chimique, Il est parfait pour des applications où les conduites sont nécessaires, peuvent être exposées à des substances corrosives.

De plus, sa capacité à résister à la dégradation environnementale prolonge la durée de vie des installations. Cependant, les conduites en PVC ne sont pas recommandées pour des applications à haute température ou haute pression, car elles peuvent se déformer ou se rompre sous des conditions extrêmes. Malgré ces limitations, les avantages économiques et opérationnels des conduites en PVC en font une option incontournable pour de nombreux projets d'ingénierie civile et de construction. Une publication dans "Water Research" [7] souligne les avantages du PVC, notamment en termes de coût et de performances environnementales.

Équation de Hazen-Williams pour le calcul du débit dans une conduite en PVC:

$$Q = 0.278CA(R_h^{0.63})(S^{0.54}) \quad (I.2)$$

Où Q est le débit (en m^3/s), C un coefficient de rugosité, A la section transversale de la conduite (m^2), R_h le rayon hydraulique (en mètres), et S la pente de la ligne d'énergie hydraulique.



Figure I. 2. Conduite en PVC[8]

I.1.1.3. Conduites en PEHD

I.1.1.3.1. Histoire de PEHD

À la fin du XIXe siècle, le chimiste allemand Hans Von Pechmann a produit un précipité en chauffant du diazométhane ($CH_2 N_2$). Elle a été identifiée en 1900 par les chimistes allemands Eugen Bamberger et Friedrich Tschirner comme du poly-méthylène, un proche parent du polyéthylène. Un résidu de haute densité a été obtenu par le chimiste américain Carl Shipp Marvel à la suite d'une pression élevée de l'éthylène, trente ans avant. Une forme solide de polyéthylène a été créée en 1935 par les chimistes britanniques Eric Fawcett et Reginald Gibson en utilisant de l'éthylène sous haute pression. La commercialisation de ce matériau a eu lieu pendant la Seconde Guerre mondiale, lors de l'utilisation par les Britanniques pour isoler les câbles des radars. Le polyéthylène haute densité (HDPE) a été créé en 1953 par Karl Ziegler de l'institut Kaiser Wilhelm et Erhard Holzcamp. Le HDPE a été fabriqué deux ans plus tard, en 1955, sous forme de conduites. Ziegler a reçu le Prix Nobel de chimie en 1963 pour son succès dans l'invention du PEHD[9].

Les matériaux plastiques employés dans les conduites sont actuellement répartis en résines thermodurcissables ou thermoplastiques. La majorité des tuyaux en plastique utilisés pour le transport de fluides sont des thermoplastiques, avec souvent le HDPE, le PVC et l'ABS notamment. Ces matériaux se distinguent par leur dureté, leur souplesse et leur résistance chimique.

On utilise des tuyaux thermoplastiques pour l'alimentation en eau depuis le début des années 1970. Les conduites en PEHD ont connu une évolution plus importante depuis cette période que les autres types de conduites en plastique. [10].



Figure I. 3. Conduite en PEHD [11]

I.1.1.3.2. Caractéristiques de PEHD

I.1.1.3.2.1. Caractéristiques physico-chimique du PEHD

Le polyéthylène haute densité (PEHD) est un matériau thermoplastique composé d'atomes de carbone et d'hydrogène qui forment des produits de grande masse moléculaire (Figure I.4). D'autres types de polyéthylène (PE) sont le polyéthylène de densité moyenne (PEMD) (densité de 0,926 à 0,940), pour les conduites de gaz à faible pression, le polyéthylène basse densité (PEBD) (densité de 0,910 à 0,925) et le polyéthylène basse densité linéaire (PBDL), pour l'extrusion, le film soufflé, le rotomoulage et le moulage par injection pour les emballages alimentaires, les produits surgelés, les gaines de chauffage au sol, le film étirable et les tubes cosmétiques et pharmaceutiques.[12, 13].

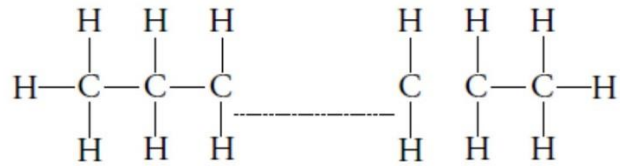


Figure I. 4.Chaîne moléculaire du polyéthylène

Les formes moins fréquentes du polyéthylène sont le polyéthylène de masse molaire très élevée (UHMPE) (densité > 0,965) et le polyéthylène à très basse densité (VLDPE) (densité < 0,910). L'organisation des chaînes moléculaires du polyéthylène, tridimensionnelles et ondulées, avec des chaînes secondaires de longueurs différentes qui bifurquent de la chaîne principale, explique ses propriétés. La densité, la rigidité, la résistance à la traction, la flexibilité, la dureté, la fragilité, l'allongement, le fluage et la viscosité à l'état fondu du matériau sont fortement influencés par le nombre, la taille et le type de ces chaînes. Ces propriétés, définies par le processus de production, sont particulièrement pertinentes lors de l'utilisation des tuyaux en polyéthylène.[13].

Le polyéthylène est un polymère semi-cristallin qui se compose de zones cristallines et amorphes respectivement. Lorsque les chaînes secondaires sont peu nombreuses, les régions cristallines se forment où les chaînes moléculaires sont organisées de manière organisée et organisée. Dans ces zones, les molécules ont des caractéristiques qui varient en fonction de leur localisation et de leur direction. En revanche, les chaînes secondaires enchevêtrées dans les régions amorphes forment un agencement aléatoire de moindre densité. Pour le PEHD, la proportion de régions cristallines est plus élevée que pour le PEBD, ce qui confère au PEHD une densité et une résistance supérieures (Figure I.5).

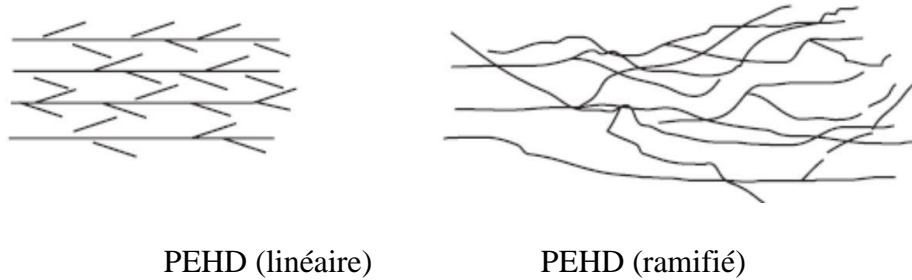


Figure I. 5. Arrangement linéaire et ramifié

Il serait trop fragile d'avoir un polyéthylène entièrement cristallin, tandis qu'un polyéthylène entièrement amorphe serait cireux, comme la paraffine. L'augmentation de la température et de l'énergie lors de la transformation entraîne une orientation aléatoire des molécules. L'ordre des molécules cristallines est conservé à température ambiante, et des molécules de liaison relient les zones cristallines et amorphes. Si les chaînes de polymère sont trop résistantes, elles cèdent, ce qui entraîne une rupture fragile, surtout à des vitesses de déformation élevées pour le PEHD. Les contraintes préexistantes dans la structure sont libérées par une fissure initiale, ce qui accroît l'intensité du champ de contrainte autour de la pointe de fissure et augmente la probabilité de propagation de la fissure. L'utilisation du Facteur d'Intensité de Contraintes permet de repérer et mesurer cette hausse du champ de contrainte autour de la pointe de fissure. [14].

I.1.1.3.2.2. Caractéristiques mécaniques du PEHD

a. Résistance à la traction :

Le PEHD présente une résistance à la traction élevée, généralement dans la gamme de 20 à 30 MPa (2900 à 4350 psi), ce qui le rend capable de supporter des contraintes internes sans se rompre[15].

b. Élasticité et flexibilité :

Malgré sa résistance, le PEHD reste suffisamment flexible pour être utilisé dans des applications nécessitant des courbures ou des configurations non linéaires, sans nécessiter de joints ou de raccords supplémentaires[15].

c. Résistance à la fatigue :

Le PEHD est notable pour sa résistance exceptionnelle à la fatigue, permettant aux conduites de résister à des cycles de pression répétés sur de longues périodes sans défaillance.

d. Résistance à l'impact :

Sa capacité à absorber des chocs mécaniques sans dommage le rend particulièrement utile dans des environnements où les conduites peuvent être exposées à des impacts ou des contraintes physiques[16].

I.1.1.3.2.3. Caractéristiques thermiques DU PEHD***Coefficient de dilatation thermique :***

Le PEHD a un coefficient de dilatation thermique relativement élevé, environ $\alpha = 1.5 \times 10^{-4}/C$ à $\alpha = 2.0 \times 10^{-4}/C$, ce qui signifie que les changements de température peuvent induire des variations significatives de longueur[15].

Résistance à la température :

Les conduites en PEHD peuvent opérer efficacement avec des températures variant $-40^{\circ}C$ à $+60^{\circ}C$. Cette large gamme de résistance à la température les rend adaptées à divers environnements climatiques.

Conductivité thermique :

Avec une faible conductivité thermique, le PEHD isole efficacement les fluides transportés contre les variations de température extérieure, maintenant la température du fluide transporté avec moins de fluctuation[15].

Comportement au feu :

Le PEHD est classé comme un matériau combustible mais il brûle lentement et peut s'auto-éteindre une fois la source de feu retirée.

Ces propriétés mécaniques et thermiques font du PEHD un matériau de choix pour les conduites destinées à des applications variées, offrant une combinaison de durabilité, de flexibilité, et d'adaptabilité à différentes conditions environnementales. La sélection et la conception des systèmes de tuyauterie en PEHD doivent tenir compte de ces caractéristiques pour optimiser la performance et la longévité du système[17].

Dans la littérature scientifique, plusieurs études mettent en lumière l'importance de ces propriétés. Par exemple, des recherches détaillent l'impact de la composition du PEHD sur ses propriétés mécaniques et sa résistance à différentes conditions environnementales. De même, "Polymer Engineering " présente des analyses sur le comportement thermique du PEHD et ses implications pour la conception des systèmes de tuyauterie [18].

Le polyéthylène haute densité (PEHD) est privilégié pour les conduites flexibles utilisées dans les applications de livraison d'eau, les systèmes d'irrigation et les réseaux de gaz en raison de sa flexibilité, sa résistance à la corrosion et sa facilité de soudure. Holsen et al[19] décrit le PEHD comme un choix économique et durable pour les systèmes de tuyauterie modernes.

Équation pour estimer l'expansion thermique dans une conduite en PEHD:

$$\Delta L = L\alpha\Delta T \quad (I.3)$$

Où ΔL est le changement de longueur (en mètres), L la longueur initiale de la conduite (en mètres), α le coefficient linéaire de dilatation thermique du matériau est(en $1/^\circ\text{C}$), et ΔT la différence de température (en $^\circ\text{C}$).

En résumé, les choix des matériaux pour les conduites dépendent largement de l'application spécifique, des conditions environnementales et des critères de performance requis. L'utilisation des équations mathématiques susmentionnées permet aux ingénieurs de concevoir des systèmes de tuyauterie optimisés pour chaque type de conduite, garantissant ainsi efficacité, durabilité et sécurité.

Pour approfondir notre discussion sur les conduites en polyéthylène haute densité (PEHD), il est essentiel de comprendre leurs propriétés mécaniques et thermiques, qui jouent un rôle crucial dans leur sélection pour diverses applications d'ingénierie. Ces caractéristiques déterminent non seulement la durabilité et la fiabilité des systèmes de tuyauterie en PEHD mais influencent également les techniques de conception et d'installation[9].

I.2. Mécanique de la rupture

I.2.1. Introduction

La mécanique de la rupture est une discipline de l'ingénierie et des sciences des matériaux qui examine comment les fissures se propagent dans les matériaux. Elle est essentielle pour prédire la résistance et la durabilité des structures sous diverses conditions de charge et pour éviter des défaillances catastrophiques. L'objectif principal de la mécanique de la rupture est de comprendre les mécanismes de formation et de propagation des fissures afin de prévenir les défaillances des structures et des matériaux.

La mécanique de la rupture vise principalement à garantir la fiabilité et la sécurité des structures en prédisant la résistance résiduelle des matériaux contenant des défauts ou des fissures. Cette discipline permet d'évaluer la criticité des fissures et de déterminer les conditions sous lesquelles une fissure peut devenir instable et se propager, conduisant à la rupture. Cela inclut l'étude de la taille critique de fissure, les facteurs de concentration de contrainte, et les conditions de chargement qui influencent l'extension des fissures [20].

La mécanique de la rupture a une histoire qui remonte à la fin du XIXe siècle, avec les travaux de pionniers tels que A.A. Griffith. En 1920, Griffith a développé une théorie Afin d'expliquer la fragilité de la rupture des matériaux, en introduisant le concept d'énergie de surface pour décrire la propagation des fissures. Sa célèbre formule, connue sous le nom de critère de Griffith, établit une relation entre la tension appliquée et la taille de la fissure critique dans un matériau fragile [21].

Dans les années 1950, la mécanique de la rupture a été considérablement développée par les travaux de George R. Irwin, qui a étendu la théorie de Griffith aux matériaux ductiles. Irwin a introduit le concept de facteur d'intensité de contrainte (K) pour quantifier la singularité du champ de contrainte au bout d'une fissure et a développé la méthode de la mécanique linéaire élastique de la rupture (LEFM) pour l'analyse des fissures [21].

Depuis lors, la mécanique de la rupture s'est diversifiée pour inclure des approches non linéaires, telles que la mécanique élastoplastique de la rupture, et a trouvé des applications Au sein de différents secteurs, tels que l'aéronautique et la microélectronique.

La mécanique de la rupture est une science cruciale pour la conception et la maintenance des structures modernes. Elle permet de prévenir les défaillances en fournissant Des instruments pour l'étude et la prévision de la propagation des fissures. Grâce aux contributions historiques et aux avancées continues, cette discipline reste au cœur de la sécurité et de la fiabilité des matériaux et des structures[22].

I.2.2. Mécanique de Rupture

La rupture par fissuration se caractérise avant tout par la formation d'une surface de discontinuité dans le matériau. La dimension de cette discontinuité dépend du moyen de mesure utilisé et de la nature de l'approche adoptée. En physique des solides, les échelles considérées vont de l'ordre de 10^{-6} mm (échelle atomique) à 10^{-4} mm (échelle des défauts). En métallurgie, les mesures concernent généralement des dimensions allant de 10^{-3} mm (cristaux) à 10^{-2} mm (microfissures), permettant ainsi de parler de rupture locale. Bien que certaines approches existent pour traiter les fissures courtes, La mise en œuvre des principes de la mécanique des milieux continus à ces échelles est souvent difficile, voire impossible. En revanche, La mécanique des solides traite des opérations de calcul structuraux en termes d'éléments de volume dont les dimensions varient de 1 mm à des structures de 10 à 10^3 mm. Dans ce contexte, le souci de la "déformation par fissuration" est traité de manière plus globale et applicable aux structures à grande échelle[22].

La rupture par fissuration peut être analysée à travers Deux principaux mécanismes physiques : La fragile rupture et la ductilerupture.

I.2.2.1. Rupture Fragile

Dans le cas des matériaux fragiles, qui se distinguent par une déformation plastique faible, des contraintes locales très élevées peuvent entraîner une rupture fragile. Sur le plan énergétique, le coefficient de restitution d'énergie G correspond à l'énergie requise pour propager une fissure de longueur da . Lorsque ce taux est supérieur à l'énergie nécessaire pour générer une fissure de da , la fissure provoquera une rupture fragile. Cette forme de rupture est contrôlée par la contrainte normale ou de clivage et peut être soit inter cristalline, soit intra cristalline. Le clivage se produit lorsque les liaisons atomiques se rompent dans le plan dense où la déformation se produit. Une rupture fragile d'un polymère ne présente aucune déformation plastique

significative[23]. La surface de rupture semble lisse à l'œil nu ; La rupture crée une surface granulaire avec des facettes qui reflètent la lumière de manière adéquate (Figure I.6).



Figure I. 6. Rupture fragile[24]

I.2.2.2. Rupture ductile

En général, la rupture ductile survient lors des opérations de préparation ou lors d'un test de traction uniaxiale. Elle se distingue par une importante déformation plastique avant la rupture finale (grande lèvres de cisaillement, Figure I.7). La rupture ductile commence par une localisation de la déformation élastique, suivie par une importante déformation plastique locale. Celui d'une éprouvette de traction cylindrique est un exemple classique : à partir d'un certain taux d'allongement, qui est fonction de la capacité de consolidation du matériau, la déformation plastique se concentre, ce qui entraîne la formation d'une striction. Si la traction est interrompue à ce moment, des décohésions internes peuvent être observées près de l'axe de l'éprouvette, notamment autour des inclusions éventuelles telles que les oxydes, sulfures, et silicates[25]. La rupture ductile se déroule en trois étapes :

1. Création de cavités étroites en fonction de la nature du matériau.
2. L'expansion de ces cavités.
3. Fin de la rupture par cisaillement à 45°.

Les ruptures ductiles classiques se distinguent par la présence de cupules aux sommets desquelles se trouvent habituellement les marques des inclusions ou les inclusions elles-mêmes. [25, 26].

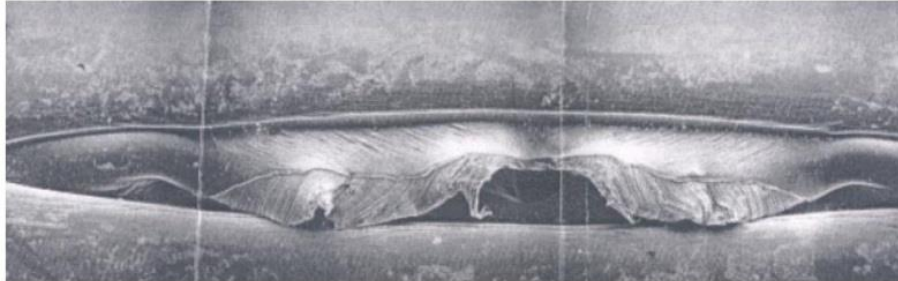


Figure I. 7. Rupture ductile[27]

I.2.2.3. Modes de rupture :

Les modes de rupture, ou modes de fissuration, décrivent les différentes manières dont les fissures peuvent se propager dans un matériau soumis à des contraintes. Il existe principalement trois modes de rupture classiques, identifiés comme Mode I, Mode II et Mode III[28].

Le Mode I, ou Le mode d'ouverture, se distingue par une traction perpendiculaire au plan de la fissure, causant une séparation en ouverture.

Le Mode II, ou Le processus de glissement nécessite une contrainte de cisaillement qui agit parallèlement au front de la fissure et perpendiculairement au plan de celle-ci, provoquant un déplacement en cisaillement.

Le Mode III, ou mode de déchirure, est dû à une contrainte de cisaillement parallèle au plan de la fissure, entraînant une déformation en torsion ou en déchirure le long de la fissure.

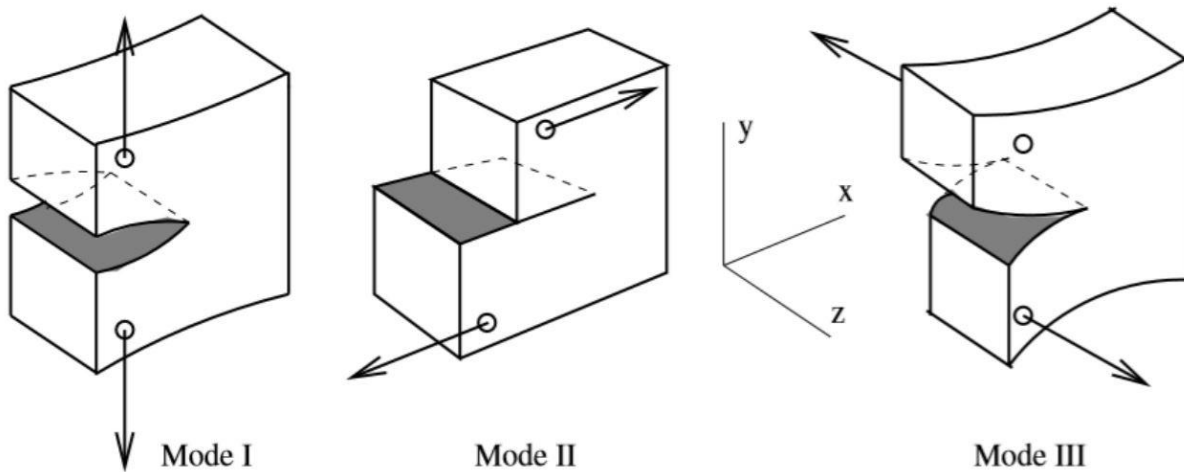


Figure I. 8. différents modes de rupture[29]

I.2.2.4. Champs de contraintes et de déplacements :

Les champs de contraintes sont analysés par la mécanique de la rupture, et de déplacements autour des fissures dans les matériaux pour les trois principaux modes de fissuration. Chacun de ces modes se caractérise par une distribution spécifique des contraintes et des déplacements.

Mode I :

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi \cdot r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi \cdot r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \tau_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi \cdot r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \end{cases} \quad (I.4)$$

Mode II :

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi \cdot r}} \sin \frac{\theta}{2} \left(2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_{yy} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi \cdot r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \\ \tau_{xy} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi \cdot r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \end{cases} \quad (I.5)$$

Mode III :

$$\begin{cases} \tau_{x\tau} = -\frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi \cdot r}} \sin \frac{\theta}{2} \\ \tau_{y\tau} = \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi \cdot r}} \cos \frac{\theta}{2} \end{cases} \quad (I.6)$$

I.2.3. Critère de rupture

La mécanique de la rupture adopte une méthode qui examine l'état des contraintes à proximité d'une fissure ou d'un défaut géométrique. Dans le domaine de la mécanique linéaire de la rupture, on utilise deux critères principaux : Le premier, suggéré par Griffith, est basé sur une approche basée sur l'énergie, tandis que le second, proposé par Irwin, est fondé sur l'analyse du champ de contraintes au niveau de l'extrémité du trou [21, 30].

I.2.3.1. Critère énergétique

Selon l'approche énergétique, une fissure se propage lorsqu'il y a une énergie suffisante pour dépasser la résistance du matériau. L'énergie de surface, le travail plastique ou tout autre type de dissipation d'énergie associé à la propagation de la fissure peuvent être responsables de cette résistance.

Griffith [21]ait initialement proposé le critère énergétique de la rupture, c'est Irwin [22] qui a développé la version moderne de cette approche. La variation de l'énergie potentielle par rapport à la surface de fissuration dans un matériau élastique linéaire est appelée taux de restitution d'énergie, G . Au moment de la rupture, G atteint G_c , le niveau de restitution d'énergie critique, qui détermine la capacité du matériau à résister à la corrosion.

Selon la Figure I.9, le taux de restitution d'énergie pour une fissure de longueur $2a$ dans une plaque infinie soumise à traction est calculé selon la formule suivante:

$$G = \frac{\pi \sigma^2 a}{E} \quad (I.7)$$

À la rupture, lorsque G atteint G_c , l'équation (II-1) définit les combinaisons critiques de la contrainte appliquée σ et de la taille de la fissure (où a est la moitié de la longueur de la fissure) qui conduisent à la rupture.

$$G_c = \frac{\pi \cdot \sigma_f \cdot a_c}{E} \quad (I.8)$$

La mécanique de la rupture repose sur l'hypothèse selon laquelle la durabilité du matériau, représentée par G_c , est indépendamment de la taille et de la géométrie de la fissure. Cela implique qu'il est nécessaire d'appliquer une mesure de la ténacité obtenue sur un échantillon de laboratoire à une structure réelle. Si cette hypothèse est vraie, la force motrice G , qui est la « force motrice » par unité de longueur de fissure, tient compte de tous les effets de configuration. Autant que le comportement du matériau reste principalement linéaire-élastique, l'hypothèse de similitude est valide.[31].

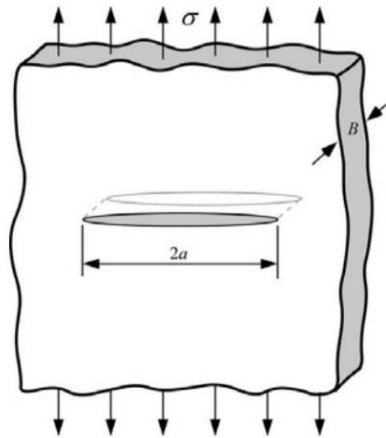


Figure I. 9.Fissure dans une surface infinie soumise à une force de traction. [10]

I.2.3.2. Taux de retour d'énergie

Lorsqu'on applique le premier principe de la thermodynamique à une structure fissurée dans un milieu élastique linéaire sans échange thermique, on affirme que l'énergie totale de la structure est conservée. Ce principe peut être formulé de manière académique comme suit :

"Selon le premier principe de la thermodynamique, dans un environnement élastique linéaire sans transfert de chaleur, l'énergie totale d'une structure fissurée est constante. Cette conservation de l'énergie peut être exprimée par l'équation suivante :

$$dU(\varepsilon) - dU_{ext} - dU_s - dU_c = 0 \quad (I.9)$$

Lorsqu'il y a un accroissement ds de la surface de la fissure, l'énergie élastique relâchée dE_c sera positive ($dE_c > 0$).

Donc:

$$\frac{\partial}{\partial s} [U(\varepsilon) - U_{ext}] - \frac{\partial U_s}{\partial s} \geq 0$$

$$\text{avec } \frac{\partial}{\partial s} [U(\varepsilon) - U_{ext}] = \frac{\partial}{\partial s} (U_{pot}) = G \quad (I.10)$$

$$\frac{\partial U_s}{\partial s} = 2\gamma$$

Pour qu'il y ait fissuration, il faut que :

$$G \geq 2\gamma$$

Dans le cas d'une fissure qui ne modifie pas les conditions aux limites appliquées à la pièce lors de sa propagation, le travail des efforts extérieurs est moins important. W_{ext} ne change pas.

On écrit donc :

$$G = \frac{\partial U_{pot}}{\partial s} = \frac{\partial U(\varepsilon)}{\partial s} \quad (I.11)$$

Pour une fissure en milieu bidimensionnel, d'épaisseur b , on écrit $ds = b \cdot da$

$$G = \frac{1}{b} \cdot \frac{\partial U_{pot}}{\partial a}$$

Pour une épaisseur unité :

$$G = \frac{\partial U_{pot}}{\partial a}$$

$$G \geq 2\gamma \rightarrow \text{propagation}$$

Pour évaluer G , on profite des propriétés de l'élasticité linéaire qui permet de transformer l'intégrale de volume correspondant au Calcul de l'énergie élastique de déformation en intégrale de surface

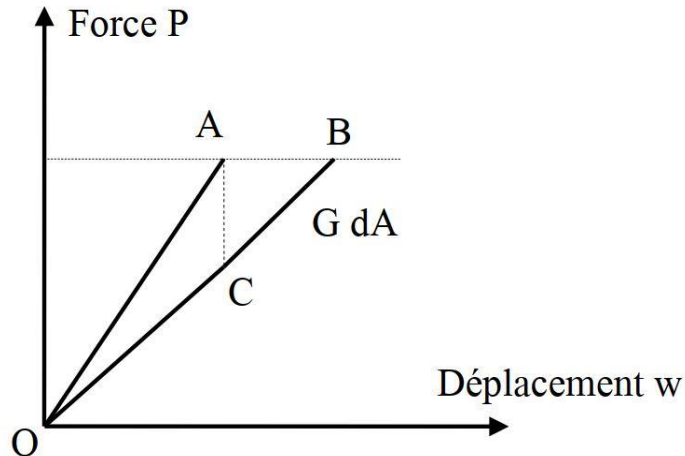


Figure I. 10. Rapport entre la complaisance de la structure et G . [32]

La courbe Force/Déplacement illustrée montre que le segment OA est une fissure de longueur, tandis que le segment OB est une fissure de longueur $a + \delta a$. Le triangle OAB représente l'aire d'essai à charge imposée, tandis que le triangle OAC représente l'aire d'essai à déplacement imposé. [21].

La loi de comportement élastique linéaire et le champ des contraintes dans la zone singulière permettent de faire une corrélation entre le taux de restitution d'énergie et les facteurs d'intensité des contraintes. L'énergie libérée par unité de surface de fissure nouvellement créée est mesurée par ce taux de restitution d'énergie, généralement appelé G , et peut être exprimée en fonction des facteurs d'intensité des contraintes K .

I.2.3.3. Critère local

En mécanique de la rupture, l'approche locale se focalise sur l'identification des paramètres en se basant sur les contraintes et les déformations locales à la pointe de la fissure. Grâce aux recherches menées par Sneddon en 1946 et approfondies par Irwin en 1957, les facteurs d'intensité de contraintes K ont été introduits, caractérisant les conditions cinématiques particulières du mouvement des fissures. Les développements asymptotiques sont utilisés pour analyser les contraintes et les déformations près de la pointe de la fissure en mécanique linéaire de la rupture. Grâce aux fonctions de Westergaard[33], il est envisageable de décrire le champ de contraintes à une distance r de la pointe de la fissure[33].

I.2.4. Facteur d'Intensité des contraintes

En mécanique linéaire de la rupture, le facteur d'intensité de contraintes (K) joue un rôle essentiel en décrivant le comportement des matériaux élastiques linéaires à la pointe de fissure. Les contraintes appliquées à un élément près du front de la fissure sont illustrées dans la Figure I.10, où chaque composante de la contrainte est proportionnelle à l'unique paramètre constant K_I . Cette constante permet de déterminer la répartition des contraintes au fond de la fissure en utilisant les équations fournies dans la figure I.11 [34].

Pour une plaque avec une fissure, illustrée par la Figure I.11, le Facteur d'Intensité de Contraintes K_I est donné par l'équation suivante :

$$K_I = \sigma \cdot \sqrt{\pi \cdot a} \quad (I.12)$$

Où σ représente la force exercée et a représente la moitié de la longueur de la fissure. Lorsque K_I atteint une valeur critique K_{Ic} , qui est définie comme l'intensité de contrainte critique, la rupture survient. Autrement dit, $K_I = K_{Ic}$ est la condition de rupture.

Le Facteur d'Intensité de Contraintes est relié au taux de restitution d'énergie G par la relation :

$$G = \frac{K_I^2}{E'} \quad (I.13)$$

Où E' est le module de Young du matériau dans le cas de contraintes planes, ou $E/(1 - \nu^2)$ pour des déformations planes avec ν étant le coefficient de Poisson [34, 35].

Ainsi, G et K_I sont principalement identiques pour les matériaux linéaires élastiques. Cette équivalence s'applique également pour leurs valeurs critiques, G_c et K_{Ic} , respectivement. La propriété de similitude indique que K_{Ic} est une caractéristique inhérente du matériau, indépendante de la géométrie de la fissure, permettant d'appliquer des mesures obtenues en laboratoire à des structures réelles.

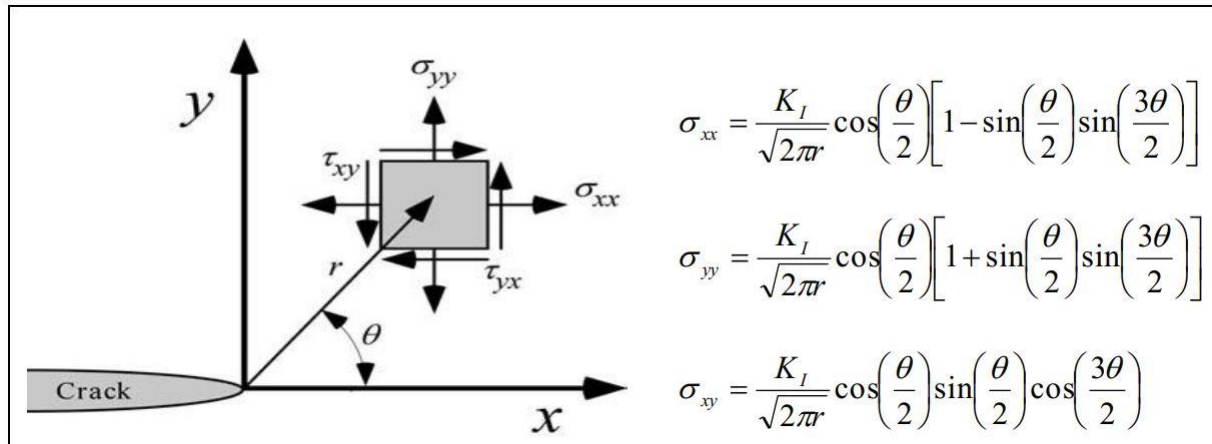


Figure I. 11. présence de fissures dans un matériau élastique présente des contraintes. [10]

I.2.4.1. Analyse d'un environnement élastique fissuré

Dans un environnement élastique fissuré, on peut séparer la zone proche de la pointe de fissure en trois zones différentes, comme décrit par Nrecho[36].

La zone d'élaboration (zone 1) se trouve directement à la pointe de la fissure et dans le sillage laissé par la fissure au fur et à mesure de sa croissance. L'analyse de cette zone est extrêmement difficile en raison des contraintes considérables qui causent des dommages considérables au matériau, le rendant ainsi discontinu. En termes mécaniques, la superficie de cette zone est souvent très limitée, souvent perçue comme ponctuelle.

Dans cette zone particulière (zone 2), les champs de mouvement, de déformation et de contraintes sont continus et ont une formulation qui ne dépend pas de la géométrie lointaine de la structure. À proximité immédiate du front de fissure, les composantes du champ de contraintes deviennent infinies, ce qui suggère la présence d'une singularité dans un milieu élastique linéaire.

La région des champs éloignés (région 3) : Cette zone s'articule à la fois avec la zone spécifique et avec les contraintes liées aux charges et aux déplacements. Les champs de déplacements, de déformations et de contraintes dans cette région sont peu différents et peuvent être approximatives par des polynômes, fréquemment employés dans les différentes techniques de résolution des problèmes mécaniques [37] .

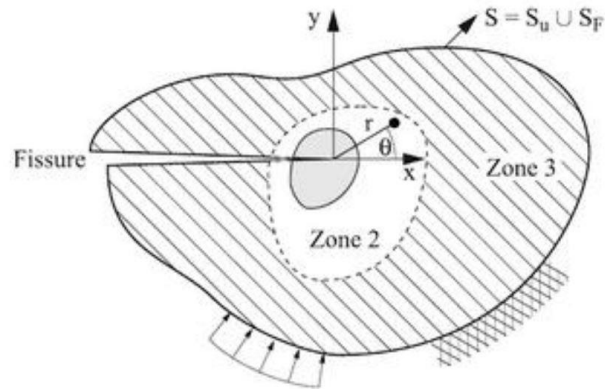


Figure I. 12. Zone limitant la région entourant une pointe de fissure. [37]

I.2.4.2. Calcul le facteur d'intensité de contrainte

Le facteur d'intensité des contraintes dépend à la fois de la structure, par sa géométrie et son chargement, et de la fissure, par sa taille, sa forme et sa position. Il caractérise la singularité des contraintes au niveau de la pointe de la fissure. Ce facteur, noté K_I , peut être calculé par diverses méthodes, parmi lesquelles on trouve les calculs impliquent l'application de la mécanique linéaire élastique et l'utilisation des fonctions d'Airy. Ces fonctions sont dérivées à partir de solutions tabulées pour une ouverture de $2a$ de longueur dans une plaque infinie, ainsi que pour une fissure semi-infinie[37].

$$\begin{Bmatrix} K_I \\ K_{II} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \sigma \\ \tau \end{Bmatrix} \sqrt{\pi \cdot a} \quad (\text{I.14})$$

$$\begin{Bmatrix} K_I \\ K_{II} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} P \\ Q \end{Bmatrix} \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot a}} \sqrt{\frac{a+b}{a-b}} \quad (\text{I.15})$$

$$\begin{Bmatrix} K_I \\ K_{II} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \sigma \\ \tau \end{Bmatrix} \sqrt{2 \cdot b \cdot \tan \frac{\pi \cdot a}{2b}} \quad (\text{I.16})$$

$$\begin{Bmatrix} K_I \\ K_{II} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} P \\ Q \end{Bmatrix} \frac{2}{\sqrt{2\pi \cdot b}} \quad (\text{I.17})$$

$$K_I = 1.1215 \sigma \sqrt{\pi \cdot a} \quad (\text{I.18})$$

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi \cdot a} \cdot F_I \left(\frac{a}{b} \right) \quad (\text{I.19})$$

$$\text{Avec: } F_I = \frac{1 - 0.025(a/b)^2 + 0.06(a/b)^4}{\sqrt{\cos(\pi a/2b)}}$$

I. 2.5. Intégral J

Cherepanov (1967) et Rice (1968) ont introduit un paramètre supplémentaire en mécanique de la rupture, appelé « J -intégral ». Ce paramètre est particulièrement utile non seulement en mécanique de la rupture linéaire-élastique, mais également pour les matériaux non élastiques. Concernant les matériaux vulnérables, l'intégrale J coïncide avec l'efficacité de la restitution d'énergie G [38].

Le J -integral est défini par l'intégrale de contour suivante :

$$J = \int_{\Gamma} (\mathcal{W} dy - T_i \frac{\partial U_i}{\partial x} ds) \quad (\text{I.20})$$

Où Γ est un contour entourant l'extrémité de la fissure, \mathcal{W} est la densité d'énergie de déformation, T_i est le vecteur de traction dirigé vers l'extérieur du contour, U_i est le vecteur de déplacement, et ds est l'élément de longueur le long du contour[38].

On définit la densité d'énergie de déformation W par :

$$\mathcal{W} = \int_0^{\epsilon_{ij}} \sigma_{ij} d\epsilon_{ij} \quad (\text{I.21})$$

Dans le cas où σ_{ij} et ϵ_{ij} sont les éléments constitutifs des tenseurs de contraintes et de déformations, aux points courant sur le contour Γ .

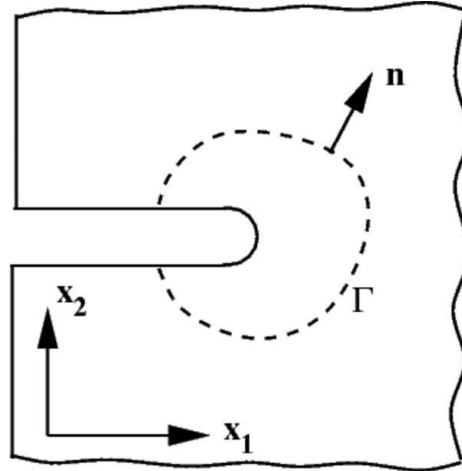


Figure I. 13.Intégrale de contour \mathcal{J} [39]

Tant qu'il n'y a pas de forces de surface sur les lèvres de la fissure, l'intégrale \mathcal{J} est autonome du contour Γ , et que les conditions sont isothermes et quasi-statiques. Le taux de décroissance de l'énergie potentielle, appelé \mathcal{J} -intégral, permet de décrire le champ des contraintes et des déformations à la pointe de la fissure en utilisant le champ HRR (Hutchinson-Rice-Rosengren).[40].

Pour une plaque élastique linéaire, le \mathcal{J} -intégral est équivalent au facteur d'intensité de contraintes K_I et au taux de restitution d'énergie G . La relation entre \mathcal{J} et G est donnée par :

$$\mathcal{J} = G - \frac{K_I^2}{\hat{E}} \quad (\text{I.22})$$

Où \hat{E} est le module de Young corrigé, égal à E pour les contraintes planes et à $\frac{E}{1-\nu^2}$ pour les déformations planes, avec ν étant le coefficient de Poisson[40].

La ténacité du matériau peut également être exprimée en termes de K_{Ic} et J_{Ic} , où J_{Ic} est la valeur critique de l'intégrale \mathcal{J} à la rupture. Ainsi, l'approche énergétique et le facteur d'intensité de contraintes sont essentiellement équivalents pour les matériaux élastiques linéaires[40].

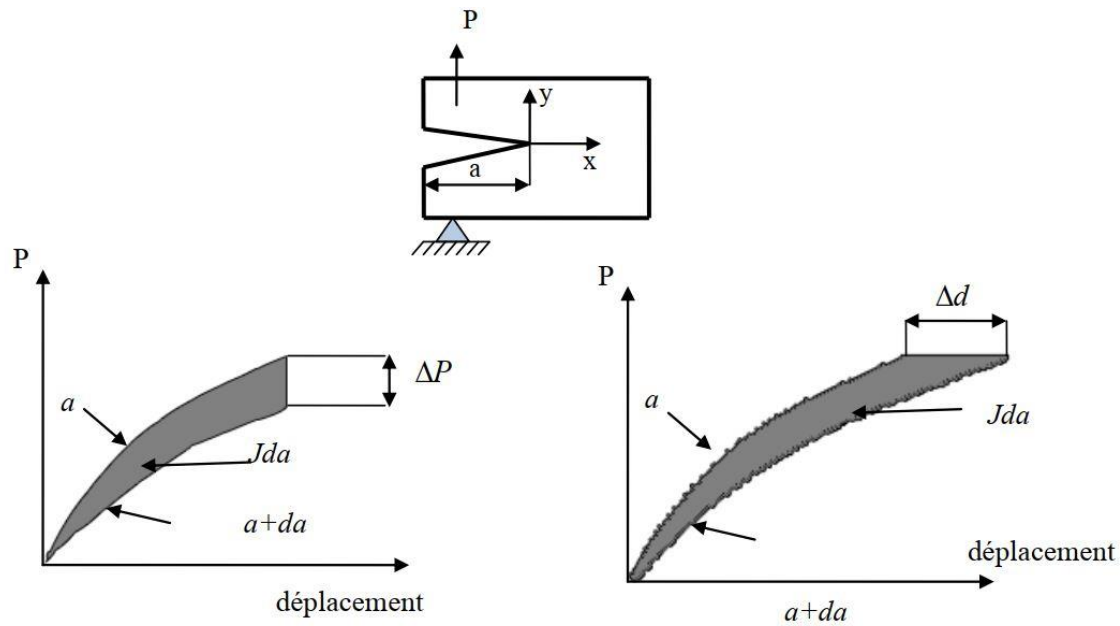


Figure I. 14. Calcul de J en utilisant la méthode de la complaisance.

I.2.5.1. Mesure de l'intégrale J

La mesure de l'intégrale J dans le contexte de la mécanique de la rupture est cruciale pour évaluer le comportement des matériaux, en particulier lorsque ce comportement est non linéaire. Quand le matériau a un comportement linéaire, l'intégrale J est l'énergie de Griffith, qui est directement liée au facteur d'intensité de contrainte (FIC) K . On peut le calculer en fonction des conditions de chargement et de la taille de la fissure, en fonction de la charge appliquée.[41].

Les mesures initiales de J sur des plaques fissurées étaient effectuées en utilisant un ensemble de jauges de déformations fixées sur un contour entourant la fissure. On introduisait des fissures de différentes longueurs, généralement obtenues par essais de fatigue, pour une série d'éprouvettes de même géométrie et de même taille. Ensuite, on enregistrait les fluctuations de la force appliquée F en fonction du déplacement Δa pour les différentes longueurs de fissure. La courbe $(F, \Delta a)$ est tracée à partir de ces enregistrements en fonction de la longueur de la fissure a [41].

À partir de ces courbes, La valeur de l'intégrale J pour des éprouvettes d'épaisseur e est déduite de la pente. La relation utilisée pour cette mesure est :

$$J = \frac{1}{B} \left(\frac{\partial U}{\partial a} \right) \quad (\text{I.23})$$

Ici, B représente l'épaisseur de l'éprouvette, tandis que U représente l'énergie de déformation. Pour cette approche expérimentale, il est essentiel de réaliser de nombreuses expériences afin de déterminer le paramètre J dans diverses configurations de chargement.

L'analyse dimensionnelle en mécanique de la rupture a été montrée par Rice pour déterminer l'intégrale J dans certains cas à partir d'un seul enregistrement de la variation de la force F avec le déplacement. Cette approche permet de réduire le nombre d'éprouvettes nécessaires et d'obtenir des résultats précis pour l'intégrale J [42].

En résumé, la mesure de l'intégrale J peut être réalisée de manière expérimentale en suivant des procédures spécifiques et en utilisant les relations mathématiques appropriées pour décrire l'énergie de déformation et les conditions de chargement.

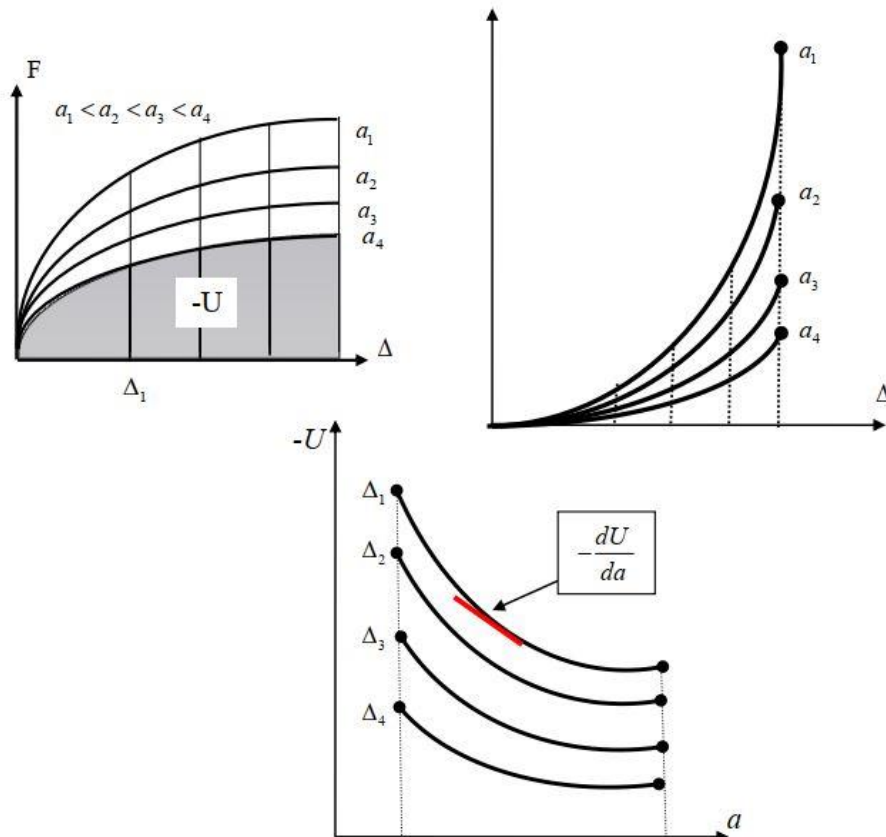


Figure I. 15. Évaluation empirique du paramètre J [43].

I.2.6. Rupture des conduites en PEHD

La rupture des conduites en polyéthylène haute densité (PEHD) est un sujet d'étude crucial en raison de ses implications pour la durabilité et la sécurité des infrastructures de transport de fluides. Les conduites en PEHD, utilisées largement pour leur résistance chimique et leur flexibilité, sont néanmoins sujettes à des mécanismes de rupture sous diverses conditions de charge et de vieillissement. La fissuration lente est l'une des principales raisons de rupture, où des fissures microscopiques se propagent sous l'effet de contraintes mécaniques et de l'environnement chimique au fil du temps. Selon Nemat-Nasser et Hori[44], le facteur d'intensité de contraintes (FIC) joue un rôle clé dans la caractérisation de la propagation des fissures, en identifiant le champ de contraintes autour de la pointe de la fissure augmente. Des études expérimentales ont montré que les fissures peuvent initier et se propager rapidement lorsque la contrainte locale dépasse la résistance du matériau, souvent exacerbée par des défauts microscopiques inhérents au matériau ou introduits lors de l'installation[45]. De plus, la susceptibilité des conduites en PEHD à la croissance de fissures environnementales, due à l'exposition à des agents oxydants et des variations de température, a été bien documentée, accentuant la nécessité de comprendre et de prédire les comportements de rupture pour prévenir les défaillances catastrophiques [46]. En résumé, la rupture en conduite PEHD est un phénomène complexe influencé par des facteurs mécaniques, environnementaux et de vieillissement, nécessitant une attention particulière pour garantir la fiabilité et la sécurité des systèmes de transport de fluides.

Conclusion

En résumé, il est important de mettre en évidence l'importance cruciale de cette discipline lors de la création, de l'étude et de la maintenance des systèmes de conduites contemporains. La mécanique de la rupture offre un cadre théorique et pratique essentiel pour comprendre et prédire le fonctionnement des matériaux dans différentes situations de charge, en particulier en présence de fissures ou de défauts.

Historique de l'évolution de la mécanique de la rupture, depuis les travaux pionniers de Griffith jusqu'aux développements récents, a permis d'établir des concepts fondamentaux tels que le taux de restitution d'énergie (G), le facteur d'intensité de contraintes (K), et l'intégrale J . Ces paramètres fournissent des outils puissants pour quantifier la résistance des matériaux à la propagation des fissures et pour prédire les conditions critiques menant à la rupture.

Dans le contexte spécifique des conduites en PEHD, la compréhension des mécanismes de rupture est particulièrement pertinente. Le PEHD, bien que doté de propriétés avantageuses telles que la flexibilité et la résistance à la corrosion, est sujet à des modes de défaillance spécifiques, notamment la fissuration lente sous contrainte. L'application des principes de la mécanique de la rupture à ces matériaux polymères a permis de développer des modèles prédictifs plus précis, tenant compte des comportements viscoélastiques et des effets environnementaux.

L'utilisation de méthodes expérimentales, théoriques et numériques pour évaluer les paramètres de rupture, tels que K_{Ic} et J_{Ic} , s'est avérée essentielle pour caractériser la ténacité des matériaux PEHD dans diverses conditions. Ces approches multidisciplinaires ont permis d'améliorer la compréhension des processus de propagation des fissures et ont permis d'optimiser la conception des conduites pour améliorer leur durabilité et leur fiabilité.

Il convient de souligner que la complexité augmentée des phénomènes impliqués dans la rupture des conduites en PEHD nécessite une approche holistique, intégrant non seulement les aspects mécaniques, mais aussi les facteurs environnementaux et de vieillissement. Les études à venir dans ce domaine devraient mettre l'accent sur l'élaboration de modèles plus avancés. Il est possible de prendre en considération les interactions complexes entre les divers mécanismes de dégradation et de rupture.

En outre, l'avancement des techniques de caractérisation des matériaux et des méthodes de simulation numérique offre de nouvelles opportunités pour affiner notre compréhension du comportement des conduites en PEHD sous diverses conditions de service. L'intégration de ces connaissances dans les normes de conception et les pratiques de maintenance pourrait considérablement améliorer la sécurité et la longévité des infrastructures de transport de fluides.

En conclusion, la mécanique de la rupture appliquée aux conduites en PEHD représente un domaine de recherche dynamique et crucial pour l'ingénierie moderne. Les progrès réalisés dans ce domaine ont des implications significatives pour la sécurité, l'efficacité et la durabilité des systèmes de tuyauterie. Tandis que nous poursuivons notre exploration des frontières de nos connaissances, il est impératif de maintenir une approche interdisciplinaire, combinant les avancées en science des matériaux, en mécanique et en modélisation numérique, pour relever les défis futurs dans la conception et la gestion des infrastructures critiques.

Chapitre II

Description D'un Ecoulement Transitoire

Chapitre II : Description D'un Ecoulement Transitoire

II .1 Introduction

Les écoulements transitoires dans les canalisations peuvent être analysés avec une approche de la théorie élastique (coup de bélier) liée à la compressibilité de l'écoulement est calculée.

C'est-à-dire bien que dans la plupart des phénomènes hydrauliques, la compressibilité des liquides puisse être négligée, dans l'analyse des écoulements transitoires, c'est souvent un paramètre clé qui ne peut pas être ignoré, car son mauvais traitement entraînerait des résultats complètement erronés, sauf dans cas très particuliers.

Les variations de pression causées par des changements de régime plus ou moins rapides, voire brusques, entraînent des contraintes sur les conduites qui dépassent largement celles du régime statique ou permanent. Il se crée ainsi un phénomène oscillatoire dit "phénomène du coup de bélier".

Pour suivre l'évolution d'un écoulement transitoire dans les conduites en charge, il faudra tout de même définir sa cause, c'est à dire la manœuvre ou l'incident qui va rompre le régime permanent établi, par suite de variation de débit ou de pression en un point quelconque dans la conduite. Fermeture de vanne Éclatement de conduite Défaut d'alimentation de la station de pompage en énergie électrique Autant de causes possibles de perturbation encore mal définies et dont on ne voit pas bien à priori quelles seront les circonstances les plus dangereuses. En effet, multiples sont les cas où peuvent apparaître des coups de bélier dans des ensembles de tuyaux ou conduite en charge. Réseaux urbains de distribution, système ramifié d'adduction d'eau à grande distance en zone rurale. Exemple plus proche, les canalisations d'eau de chauffage de grands immeubles. Et l'on peut même rappeler que la nature nous fait découvrir des systèmes encore plus complexes que les réseaux industriels en examinant la propagation des palpitations du cœur dans le réseau sanguin depuis l'aorte jusqu'au capillaire.

L'étude des surpressions qui prennent naissance dans les conduites constitue un des points délicats de la technique des usines hydrauliques.

Il est impossible de résoudre ce phénomène par les méthodes analytiques, par contre il y a d'autres solutions tel que, graphiques où numériques qui permettent les ingénieurs à quantifier ce phénomène.

II.2. Généralités :

II.2.1. Types d'écoulement

II.2.1.1. Ecoulement permanent

L'écoulement de liquide est dit permanent lorsque les propriétés du fluide et les caractéristiques hydrauliques de celui-ci restent invariables dans le temps, c'est à dire :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = 0, \frac{\partial P}{\partial t} = 0, \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

U : La vitesse d'écoulement,

P : La pression,

ρ : La masse volumique du liquide.

II.2.1.2. Ecoulement non permanent

L'écoulement du liquide est dit non permanent si la vitesse et la pression varient dans le temps (t) en un point donné de l'espace (x) rempli de liquide en mouvement.

On distingue un écoulement non permanent en charge et à surface libre, un écoulement non permanent unidimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel.

II.2.1.3 Ecoulement uniforme

Un écoulement est dit uniforme lorsque la vitesse du fluide à un instant donné, à une même direction et une même intensité en tous points de ce fluide.

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0$$

II.2.1.4 Ecoulement non uniforme

Un écoulement est dit non uniforme si la vitesse du fluide varie d'une section à l'autre c'est-à dire :

$$\frac{\partial U}{\partial x} \neq 0$$

II.2.1.5 Ecoulement Transitoire

C'est un écoulement changeant dans lequel les paramètres hydrauliques changent c'est-à-dire la vitesse et la pression varient dans le temps, il se produit entre deux régimes stationnaires :

$$\frac{\partial U}{\partial x} \neq 0, \frac{\partial P}{\partial x} \neq 0, \frac{\partial U}{\partial t} \neq 0, \frac{\partial P}{\partial t} \neq 0$$

U : La vitesse d'écoulement,

P : La pression,

Ce phénomène transitoire peut se manifester soit à surface libre ou bien dans une conduite en charge. Et parmi les cas d'un écoulement en charge on pourra citer quelques exemples :

- Ecoulement dans les machines hydrauliques à puissance variable.
- Phénomène du coup de bélier.

Dans notre travail on va se focaliser sur le phénomène du coup de bélier.

II.2.2. Aperçu Historique

Les hautes pressions générées par une variation brutale de la vitesse dans des canalisations fermées sont étudiées depuis des siècles. Les livres italiens du XVIII^e siècle décrivent le problème de la « percossa idraulica » (coup hydraulique) même si sans pouvoir pour quantifier sa valeur.

Les pressions générées ont donné l'idée qu'elles pourraient être utilisées pour produire du travail :

en 1772, John Whitehurst, au Royaume-Uni, a inventé un système à commande manuelle précurseur du vérin hydraulique appelé « moteur à pulsation », qui dans sa première installation fait monter l'eau à une hauteur de 4,9 m. L'inventeur n'a pas breveté son idée et les détails sont obscurs. La première pompe à bélier automatique a été inventée par le Français Joseph Michel Montgolfier (surtout connu comme co-inventeur de la montgolfière) dans 1796.

Le bélier hydraulique a été développé sur la base d'observations empiriques, comme des évaluations analytiques des pressions lors des transitoires ont été réalisées à la fin du XIX^e siècle. Les premières équations qui fournissaient une évaluation des pressions a été réalisée par Menabrea en 1858 ^[1] et Michaud en 1878 ^[2] ; ensuite, Joukowsky en 1898 ^[3], et, indépendamment, Allievi en 1903 ^[4] complète les travaux de Michaud, corrigeant ses résultats et développant une approche plus théorique globale. L'article de Joukowsky fut le premier à introduire

le terme « coup de bélier », qui sera ensuite utilisé dans le monde entier pour désigner uniquement le modèle élastique, tandis que le phénomène lié au modèle de colonne rigide, c'est-à-dire les oscillations de masse, a pris le nom de « surtension ». Les termes italien « Colpo d'Ariete » et français « Coup de Bélier » signifie littéralement «Coup de bélier », et ils sont probablement dérivés à partir du dispositif « vérin hydraulique » décrit ci-dessus.

Ces théories permettaient de calculer uniquement la valeur maximale obtenue au début des transitoires ; puis Allievi en 1913 ^[5] fut capable de calculer les différentes phases, sous hypothèses simplificatrices, avec les équations dites chaînées.

Evangelisti, dans les années soixante du XXe siècle ^{[6],[7]} a développé une méthode numérique basée sur les caractéristiques, qui est encore utilisée et mise en œuvre dans le monde entier dans les programmes informatiques.

Dans les années trente du même siècle sont apparues des méthodes graphiques ^{[8],[9]} qui permettaient, toujours sous hypothèses simplificatrices, pour calculer la valeur des pressions pendant la développement du transitoire.

Depuis lors, un très grand nombre de livres et d'articles ont paru sur le littérature scientifique, et parmi eux les travaux de Streeter et Wylie ^{[10],[11]} et Chaudry ^[12] est à souligner. De plus, de nombreux programmes informatiques sont déjà disponibles pour étudier ce phénomène.

II.2.3. Efforts appliqués à une conduite forcée

II.2.3.1. Introduction

Les conduites forcées sont des tuyaux qui relient les extrémités des différents ouvrages hydrotechniques. Elles sont conçues pour résister à une certaine pression indiquée par le constructeur.

Le raccordement entre ouvrages d'aménée et conduites est réalisé de deux façons :

- Par un simple raccordement si le canal d'aménée est en charge.
- Par une chambre démise en charge si le canal d'aménée est en écoulement libre.
- Le raccordement des conduites forcées s'est réalisé par emboîtement avec des Joints ou par soudure.

La manœuvre suffisamment rapide d'une vanne va provoquer des surpressions et

dépressions qui peuvent atteindre des grandeurs assez considérables, il peut résulter de ces variations de pression la rupture des conduites. Ces phénomènes sont connus sous le nom coup de bélier.

II.2.3.2. Efforts hydrauliques

Les efforts hydrauliques sont appliqués, généralement, sur les coudes, convergents et divergents.

Dans le cas de coude, la force exercée sur la conduite due au changement de direction du fluide

est donnée par: $F = 2.S.U^2.\cos\alpha$

avec, S : section de la conduite; U : vitesse moyenne de l'écoulement.

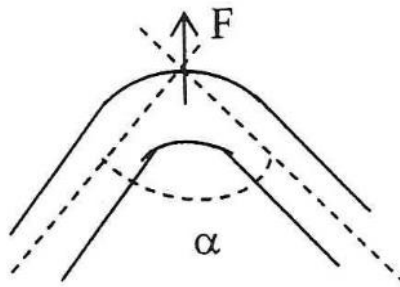


Figure II. 1: Changement de direction

Dans le cas de changement de section, le passage de la section S_1 , de diamètre D_1 , à la section S_2 , de diamètre D_2 , entraîne une force F qui a pour valeur :

$$F = P \cdot \frac{\pi}{4} (D_1^2 - D_2^2) \quad (\text{II.1})$$

Avec, P : pression de l'eau.

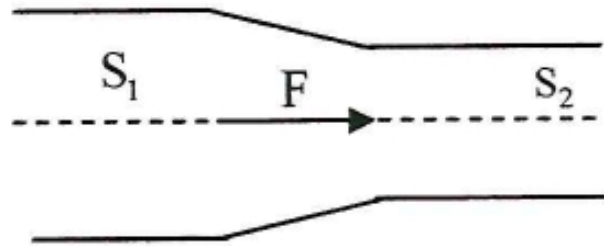


Figure II. 2: Changement de section

II .2.3.3 Efforts exceptionnels

Les principaux efforts exceptionnels sont:

- Pression atmosphérique (cas de vidange brusque);
- Efforts sismiques;
- Efforts résultant des contraintes extérieures (poids de remblais).

II.2.4.Pertes de charge dans les conduites

L'étude des écoulements permanents d'un fluide réel dans les conduites dont la masse volumique est supposée constante consiste à déterminer essentiellement les profils des vitesses et les hauteurs des charges totales le long de la conduite. Or à cause des phénomènes de turbulence et des contraintes de frottement, la viscosité du fluide n'étant jamais nulle et la paroi n'étant jamais parfaitement lisse, on aura donc une dissipation de l'énergie mécanique du fluide ayant provoqué une diminution de la charge totale le long de la conduite. On dit qu'il y a des pertes de charge [3].

On distingue deux types :

- les pertes linéaires qui se produisent tout au long de la conduite.
- les pertes singulières dues à (rétrécissements, élargissements, changement de direction, etc

II.2.4.1 Pertes de charge linéaires :

L'expression générale des pertes de charge unitaires s'écrit comme suit:

$$j = \frac{\lambda \cdot U^2}{2 \cdot g \cdot D} \quad (\text{II.2})$$

j : représente la perte de charge unitaire;

D : le diamètre de la conduite ;

λ :coefficient de perte de charge.

L'expression (II.2) sous la forme:

$$j = m \cdot Q^2 \quad (\text{II.3})$$

$$\text{où: } m = \frac{\lambda}{2 \cdot g \cdot D \cdot S^2}$$

On détermine λ à partir de l'expression suivante:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left(\frac{2.51}{Re} + \frac{k}{3.7 \cdot D} \right) \quad (\text{II.4})$$

Avec,

Re : nombre de Reynolds, k : indice de rugosité (mm).

On peut écrire également :

$$J = C \frac{Q^2}{D^5} \cdot L \quad (\text{II.5})$$

Avec,

J :Perte de charge totale.

L :Longueur d'un tronçon de la conduite.

II.2.4.2 Pertes de charge singulières :

Les pertes de charge singulières se produisent quand il y a perturbation de l'écoulement, décollement au niveau des parois et formation de tourbillons aux endroits où il ya changement de section ou de direction de la conduite [4].

Les pertes de charge singulières peuvent s'écrire sous la forme:

$$\Delta H = k \cdot \frac{U^2}{2g} \quad (\text{II.6})$$

U : La vitesse moyenne de l'écoulement dans la conduite ;

k : Coefficient de perte de charge locale ;

g : Accélération de la pesanteur.

Dans la suite, nous allons présenter quelques types de singularités:

II.2.4.3. Pertes de charge dans un élargissement:

Dans un élargissement brusque, la section passe de manière subite de la valeur S_1 à la valeur S_2 . Il y a toujours une perte de charge du type:

$$\Delta H = k \cdot \frac{U_1^2}{2g} \quad (\text{II.7})$$

Avec,

U_1 : représente la vitesse dans la section de plus faible diamètre;

$$k = \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2 \quad (\text{II.8})$$



Figure II. 3: Représentations schématique d'un élargissement brusque

II.2.4.4 Pertes de charge dans un rétrécissement

Dans le cas d'un rétrécissement brusque, les pertes de charges localisent principalement en aval de la section contractée et est donnée par l'expression:

$$H = \frac{u_2^2}{2g} \left(\frac{1}{C_c} - 1\right)^2 \quad (\text{II.9})$$

D'où:

$$C_c = \frac{\sigma}{S_2} \quad (\text{II.10})$$

Avec,

C_c : Coefficient de contraction;

σ : Section contractée;

S_2 : Section de plus faible diamètre;

U_2 : représente la vitesse dans la section de plus faible diamètre.

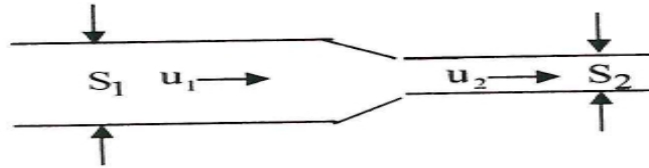


Figure II. 4: Représentation schématique d'un rétrécissement brusque

II.2.4.5. Pertes de charge au niveau d'une vanne et d'un robinet

On utilise les robinets vannes pour isoler une conduite d'amenée, en particulier pour réparation, et des robinets, placés aux points bas, pour la vidanger.

La part la plus importante de la perte de charge pour les vannes et les robinets, lorsqu'elles ne sont pas complètement ouvertes, est due à l'élargissement brusque qui se produit à l'aval de la vanne [5].

II.2.4.6. Pertes de charge dans un coude :

Un coude provoque une perturbation dans les écoulements par suite de variation de pression.

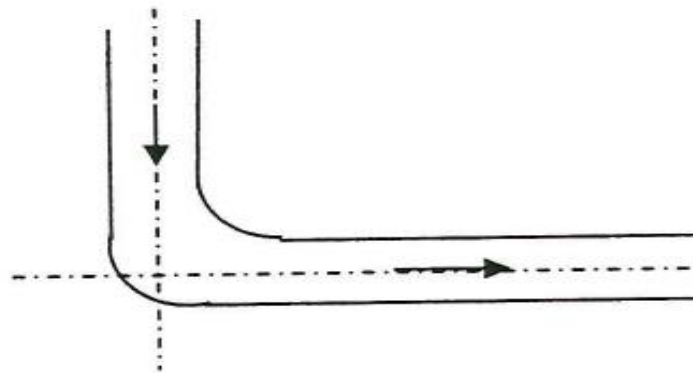


Figure II. 5 : Représentation schématique d'un coude

II.2.5. Caractéristiques d'une conduite :

On appelle caractéristique d'une conduite la courbe qui représente pour une canalisation de diamètre D et de longueur L , la variation de la perte de charge pour chacune des conduites or que le débit véhiculé égale à la somme des débits Q_1 et Q_2 [6].

La caractéristique résultante en point A s'obtiendra en faisant pour un même ordonnée la somme des abscisses, on aura ainsi la courbe ($C_1 + C_2$).

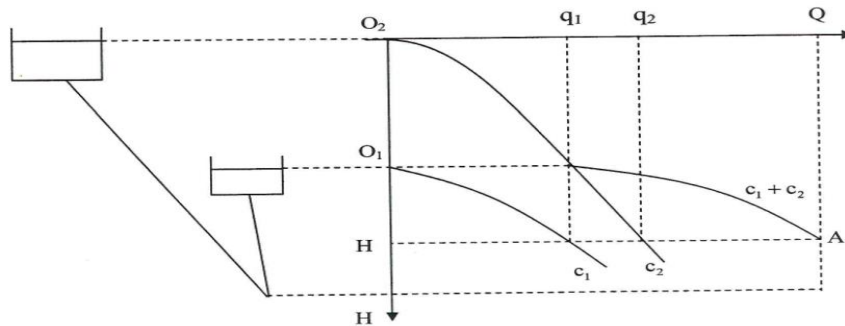


Figure II. 6: Courbe caractéristique de deux conduites en parallèle

II.2.5.1 Cas des conduites en séries :

Lorsque plusieurs conduites de longueurs et de diamètres différents se font suite, la perte de charge totale de l'ensemble est égale à la somme des pertes de charge totales de chaque tronçon. Donc la caractéristique résultante s'obtiendra en faisant, pour un même débit la somme des ordonnées correspondantes [7].

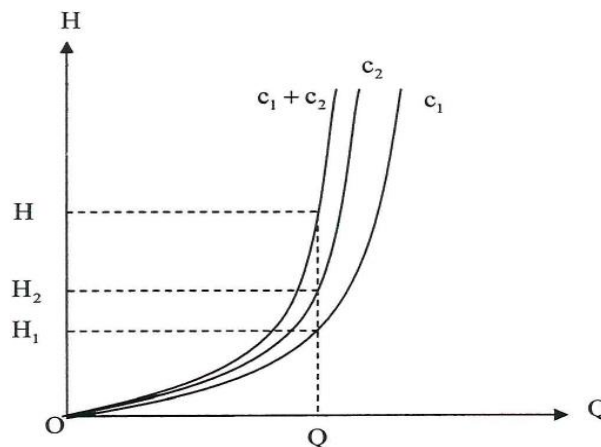


Figure II. 7: Courbe caractéristique de deux conduites en série

II.2.5.2. Calcul de l'épaisseur d'une conduite :

Le calcul approché de l'épaisseur d'une conduite est effectué au moyen de la formule des tuyaux :

$$P_s = 2 \cdot \frac{e}{D} \cdot n \quad (\text{II.11})$$

P_s : Pression de service (kg/m^2).

n : valeur de la contrainte admissible (kg/m^2).

e : épaisseur de la conduite.

En fait, la valeur trouvée pour l'épaisseur doit être majorée pour tenir compte des phénomènes tel que : l'oxydation, dépression intérieure, contrainte de flexion... etc.

II.2.5. Mise en place des conduites sur le terrain :

La mise en place des conduites sur le terrain peut être réalisée de plusieurs façons différentes selon la nature du terrain et la topographie du lieu. On peut distinguer :

- **Conduites aériennes :**

Les conduites sont apparentes, elles reposent sur des massifs d'ancrage en béton ou en maçonnerie [8].

- **Conduites enterrées :**

Dans la plupart des cas les conduites sont placées dans une tranchée et elles sont recouvertes par une tranche de remblais [8].

- **Conduites en galerie :**

Dans certains cas, franchissement d'une crête par exemple, la conduite peut être placée dans une galerie de diamètre plus important [8].

II.2.6 Choix d'une canalisation :

Le choix du diamètre et du matériau d'une canalisation doit être adapté au liquide et à la suspension qui doit le parcourir. Un liquide corrosif ne pourra être véhiculé par une canalisation en acier ordinaire par exemple. On devra choisir le diamètre pour l'écoulement d'une suspension de telle manière que la vitesse d'écoulement ne soit pas inférieure à 0,3-0,6 m/s pour éviter le dépôt de particules. De même, la vitesse ne pourra être supérieure à 4-5 m/s afin d'éviter une usure trop rapide de la conduite [9].

Dans l'industrie, la vitesse des liquides dans les canalisations est pratiquement toujours comprise entre 0,5 et 5 m/s.

Connaissant le débit qu'on souhaite utiliser, le choix de la vitesse d'écoulement et par suite du diamètre découle de la recherche d'un optimum économique. Un diamètre plus grand entraîne un investissement plus important mais se traduit par une perte de charge plus faible et donc des frais de fonctionnement plus bas [10].

Dans ce qui suit, nous allons exposer l'évolution du régime transitoire (coup de bélier) dans une conduite après une manœuvre.

II.3. ANALYSE DU PHENOMENE DU COUP DE BELIER

II.3.1. Notions générales

Le coup de bélier est une poussée de pression ou une vague provoquée lorsqu'un fluide (généralement un liquide mais parfois aussi gaz) en mouvement est obligé de changer de vitesse. Cela se produit généralement lorsqu'une vanne se ferme ou s'ouvre à l'extrémité d'un pipeline système, ou une pompe démarre ou s'arrête ; en conséquence, une onde de pression se propage dans la canalisation. Cette onde de pression peut causer des problèmes, et normalement les efforts du les concepteurs visent à réduire ses effets. Cependant, dans certains cas, les impulsions de pression sont délibérément provoquées afin d'obtenir des résultats particuliers, comme le pompage d'un fluide ou la cartographie d'un réseau. Dans tous les cas, l'étude des conséquences de ce phénomène s'impose, et cela pourrait être réalisé avec des formules approximatives telles que celles développées entre la fin du 19e siècle et le début du 20e, ou jusqu'à modèles plus avancés. Néanmoins, tous les modèles ont des limites et pourrait être critiqué.

Le coup de bélier est un phénomène oscillatoire dont les causes les plus fréquentes sont les suivantes :

- L'ouverture ou la fermeture des vannes dans les conduites gravitaires en charge.
- la mise en marche ou l'arrêt des pompes sur des conduites de refoulement.
- vidange ou remplissage inadéquat de la conduite en charge.
- implosion des poches d'air suite à une cavitation.
- modification de la vitesse angulaire d'une pompe.
- coupure électrique inopinée dans une station de pompage qui est la cause la plus fréquente du coup de bélier en hydraulique urbaine.
- la mise en marche ou la modification de l'opération d'une turbine.
- variation d'un plan d'eau relié à un réseau en charge.
- vibration des accessoires de contrôle comme les vannes.

Les coups de bélier provoquent des surpressions ($P_0 + \Delta p$). En premier cas si cette somme dépasse la pression maximale admissible des tuyaux, il y a des risques de rupture des tuyaux et de déboîtement des joints. En deuxième cas si cette pression relative est négative, il se produit une poche de cavitation. C'est à dire si la poche de vapeur peut se former sur une grande distance, la

canalisation peut être aplatie par implosion et les joints peuvent être aspirés. Une autre conséquence de la cavitation est la détérioration de l'enduit intérieur du tuyau, mais le risque le plus grave est celui d'éclatement de la conduite lors du retour à des pressions positives, En plus , l'alternance rapide de fortes et de faibles pressions provoquent la fatigue des conduites.

En fin, pour une économie durable, il faut donner une importance à étudier des moyens propres à limiter ses effets dans la construction des pipes, lesquels sont calculés notamment, pour résister à une pression intérieure donnée.

II.3.2. Analyse physique du phénomène du coup de bélier :

Dans ce travail, nous nous intéressons au phénomène physique suite à de fortes variations des débits et des pressions dans une conduite après des manœuvres. Le but est, en effet, d'appréhender la réalité physique afin de concevoir une protection anti-Bélier reposant sur une analyse la plus proche possible de la réalité [11].

Afin de présenter simplement et clairement le phénomène du coup de bélier, nous allons considérer le cas d'une fermeture brusque par exemple (Figure II.8.a).

II.3.2.1. Fermeture de vanne :

Supposons donc que l'on ait une conduite dans laquelle circule un certain débit Q et qu'à l'aval on ferme instantanément une vanne. L'énergie cinétique du liquide, qui est lancée avec une certaine vitesse, se transforme donc en énergie de pression. Par conséquent, l'augmentation de pression résultant de la fermeture de la vanne va comprimer le liquide d'une part, et dilater la conduite d'autre part [12].

En résumé, la fermeture instantanée de la vanne provoque quatre effets:

- Annulation successive de la vitesse à partir de la vanne;
- Augmentation de la pression;
- Dilatation et allongement de la conduite;
- Diminution du volume spécifique du liquide arrêté [13].
- Le mouvement de l'eau passe par les étapes suivantes :

- Propagation;

- Arrivée au réservoir;
- Retour à la vanne;
- Retour à l'état initial.

Dans un premier temps, nous allons examiner successivement ces différentes étapes:

Prenons comme unité de temps la valeur $\frac{a}{L}$

a : étant la célérité des ondes,

$\frac{a}{L}$: Le temps mis par une onde pour aller de réservoir à la vanne.

II.3.2.2. Propagation :

Pendant l'arrêt et la compression des premiers éléments liquides au niveau de la vanne fermée, ceux qui se trouvent plus en amont continuent à avancer jusqu'à ce qu'ils soient arrêtés eux mêmes par les éléments liquides d'aval. On voit que de proche en proche, chaque élément liquide va s'arrêter et provoquer ensuite l'arrêt des éléments d'amont. Le phénomène se propage donc de la vanne jusqu'à l'amont, Provoquant par son passage l'arrêt du liquide, sa diminution de volume, la dilatation de la conduite et la surpression. (Figure II.8.b) [14]

II.3.2.3. Arrivée au réservoir :

Lorsque l'onde de surpression parcourt la conduite de longueur L arrive au réservoir au temps $t = L/a$, toute la conduite est dilatée, la vitesse de l'eau est nulle, l'eau est comprimée et la pression est supérieure à celle du réservoir (Voir figure II.8.c).

La conduite va pouvoir se vider dans le réservoir, en commençant bien sur par les éléments liquides les plus proches du réservoir [15].

On voit que cette fois c'est une onde de dépression qui va parcourir la conduite du réservoir à la vanne, ramenant la conduite à son état initial et la pression à sa valeur initiale, mais ayant inversé le sens du débit (Voir figure II.8.d) [15]

II.3.2.4 Retour à la vanne :

Lorsque l'onde de dépression, revenant du réservoir, arrive à la vanne fermée, au temps $t = 2l/a$ toute la conduite est à son diamètre normal, tout le liquide est à sa pression initiale. Donc, lorsque l'onde arrive à la vanne, il va y avoir appel de débit qui ne peut être satisfait puisque la vanne est fermée. Cette demande ne peut être comblée que par une compression de la conduite [16].

On voit que l'onde de dépression imprime au liquide, en arrivant, un mouvement vers le réservoir tout en ramenant la pression à p_0 , puis, en repartant après réflexion, annule le mouvement du fluide tout en diminuant la pression en dessous de p . (Voir figure II.8.e).

II.3.2.5. Retour à l'état initial:

La conduite reprend de proche en proche, ses dimensions initiales: un appel d'eau se fait sentir au réservoir où, à nouveau, l'eau se met à pénétrer dans la conduite. Finalement, la conduite se retrouvera sur toute sa longueur, exactement dans sa situation du début, c'est-à-dire remplie d'un liquide mobile [17].

Les phénomènes décrits aussitôt après la fermeture reprendront et se reproduiront au cours d'une nouvelle période (Voir figure II.8.f).

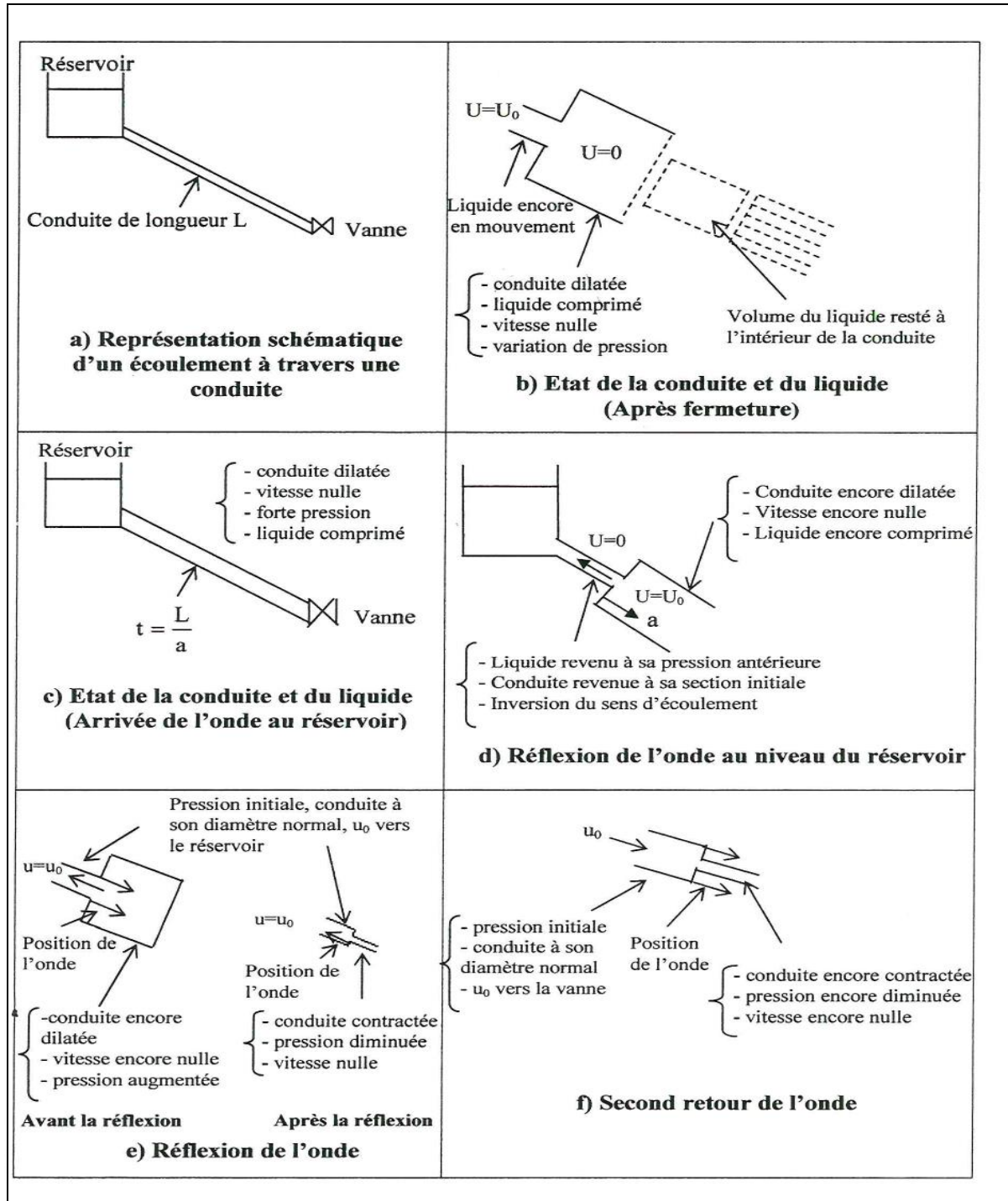


Figure II. 8. Représentation schématique des différentes phases du coup de bélier

II.3.2.6. Pertes de charge :

En fait, le phénomène n'est pas ainsi brutal qu'on vient de le décrire, et cela, pour deux raisons : la première est que la fermeture ne peut pas être totalement instantanée. Dans les expérimentations, on ne peut que s'efforcer de la faire la plus instantanée possible. La deuxième raison est que le phénomène est amorti par les pertes de charge en ligne de la conduite. Cet amortissement est la plupart du temps parfaitement négligeable lors du premier aller- retour de l'onde, mais ne l'est plus si on suit l'évolution du coup de bélier sur des temps plus longs.

Après cette description physique du phénomène, nous allons nous intéresser à la mise en équation du modèle mathématique [18].

II.4. Equations de base d'un écoulement transitoire dans les conduites sous pression

La présentation des modèles mathématiques pour l'étude d'un écoulement transitoire aide à optimiser la protection contre les effets nocifs de l'augmentation brutale des paramètres de cet écoulement. Nous allons établir un système d'équations (Saint Venant) basé sur les équations de la continuité et de la dynamique.

II.4.1. Equation de conservation de la masse (équation de continuité) :

Nous allons d'abord rappeler certains résultats de la mécanique des matériaux et les utiliser pour déterminer les contraintes dans les tuyaux sous pression.

Dans un premier temps, rappelons que la loi de Hooke permet d'écrire les deux relations suivantes :

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E} (\sigma_1 - \nu\sigma_2) \quad (\text{II.12})$$

Et

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{E} (\sigma_2 - \nu\sigma_1) \quad (\text{II.13})$$

E : le module d'élasticité de la conduite ;

ν : le module de poisson ;

σ_1 : Contrainte longitudinale;

σ_2 : Contrainte radiale;

ε_1 et ε_2 : déformations correspondantes aux contraintes longitudinale et radiale [19].

Comme nous nous intéressons à l'écoulement transitoire au sein d'une conduite, nous allons profiter de la symétrie. Par conséquent, nous allons examiner l'équilibre de la moitié d'un tronçon de conduite de longueur L et d'épaisseur e soumis à la pression p . cela est présenté dans la figure II.9.

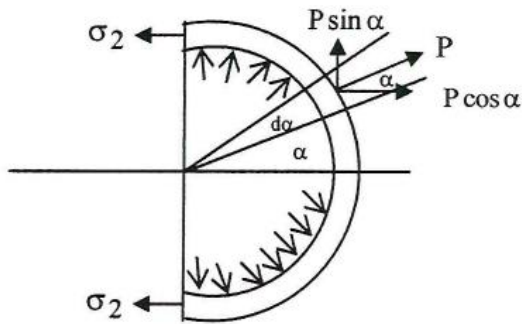


Figure II. 9. Représentation schématique d'un tronçon de la conduite

L'équilibre des forces permet d'écrire la relation suivante:

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} p \cdot \cos\alpha \cdot ds - 2\sigma_2 \cdot L \cdot e = 0 \tag{II.14}$$

Puisque,

$$ds = L \cdot r \cdot d\alpha \tag{II.15}$$

On aura:

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} p \cdot L \cdot r \cdot \cos\alpha \cdot d\alpha = 2\sigma_2 \cdot L \cdot e = 0 \tag{II.16}$$

Finalement, il vient :

$$\sigma_2 = \frac{p \cdot D}{2e} \tag{II.17}$$

Avec :

D : Diamètre de la conduite ;

p : Pression interne ;

e : L'épaisseur de la conduite

Par ailleurs, selon le mode d'ancrage de la conduite on peut avoir les différents Cas suivants :

1ere cas: Si le nombre des joins est important sur la conduite, on peut considérer qu'il n'y a ni contraintes, ni déformations longitudinales ;

2ème cas: La présence de la contrainte longitudinale (tuyau ancré aux deux extrémités) on aura:

$$\varepsilon_1 = 0 \Rightarrow \sigma_1 = \nu \cdot \sigma_2 \quad (\text{II.18})$$

3ème cas: si la conduite est libre à une extrémité, la force qui s'exerce à cette extrémité est égale à $\frac{p \cdot \pi \cdot D^2}{4}$. Cette force s'exerce sur le périmètre entier de la conduite $\pi \cdot D$ donc sur une surface égale à $\pi \cdot D \cdot e$, la contrainte est donc :

$$\varepsilon_1 = 0 \Rightarrow \sigma_1 = \frac{p \cdot D}{4 \cdot e} = \frac{\sigma_2}{2} \quad (\text{II.19})$$

Il en résulte que de manière générale on peut écrire :

$$\sigma_1 = k_c \cdot \sigma_2 \quad (\text{II.20})$$

k_c : Constante qui dépend du mode d'ancrage de la conduite.

L'expression de l'équation de continuité sera exprimée par l'invariabilité (constante) des déformations de la masse d'un volume de liquide pendant les instants variés entre t et $t + dt$,

C'est-à-dire ($M = \rho \cdot v = \rho \cdot s \cdot \Delta L$). Puisque $\Delta M = 0$, on peut écrire :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta s}{s} + \frac{d(\Delta L)}{L} = 0 \quad (\text{II.21})$$

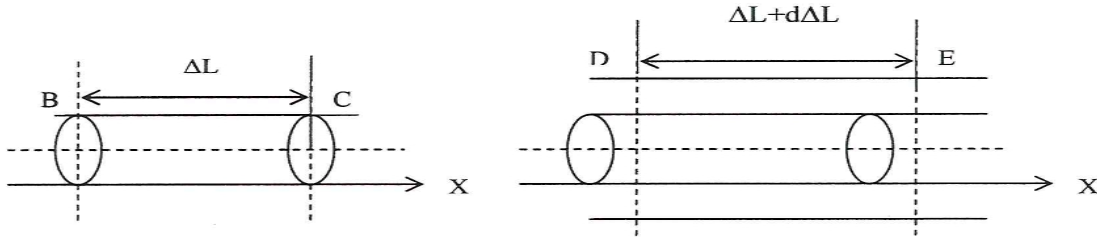


Figure II. 10: Représentation d'un tronçon de fluide

D'après la figure II.10, on a :

$$\Delta L(t) = x_C - x_B \quad (\text{II.21})$$

Et

$$\Delta L(t + \Delta t) = x_E - x_D \quad (\text{II.22})$$

Il vient :

$$d\Delta L = \Delta L(t + \Delta t) - \Delta L(t) = (x_E - x_D) - (x_C - x_B) \quad (\text{II.23})$$

Soit encore:

$$d\Delta L = (x_E - x_C) - (x_D - x_B) \quad (\text{II.24})$$

on aura:

$$d\Delta L = u_C dt - u_B dt \quad (\text{II.25})$$

Soit encore:

$$d\Delta L = (u_C - u_B) dt \quad (\text{II.26})$$

Puisque:

$$D'où $d\Delta L = \frac{\partial u}{\partial x} \Delta L \cdot dt$ on aura : $u_C = u_B + \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \Delta L$ (II.27)$$

Ou bien on aura

$$u_C - u_B = \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \Delta L \quad (\text{II.28})$$

L'équation (II.26) devient:

$$d\Delta L = \frac{\partial U}{\partial x} \cdot \Delta L \cdot dt \quad (\text{II.29})$$

L'allongement relatif se calcul comme suit:

$$\frac{d\Delta L}{\Delta L} = \frac{\partial u}{\partial x} \cdot dt \quad (\text{II.30})$$

Par ailleurs, on exprime le module d'élasticité du fluide, la grandeur :

$$\varepsilon = \rho \cdot \frac{dp}{d\rho} \quad (\text{II.31})$$

Comme :

$$S = \frac{\pi D^2}{4} \quad (\text{II.32})$$

On aura:

$$\frac{dS}{S} = 2 \frac{dD}{D} \quad (\text{II.33})$$

soit encore:

$$\frac{dS}{S} = 2d\varepsilon_2 \quad (\text{II.34})$$

il vient:

$$\frac{dS}{S} = \frac{2}{E} (d\sigma_2 - \nu d\sigma_1) \quad (\text{II.35})$$

On a vu précédemment que $\sigma_1 = k_c \cdot \sigma_2$

On obtient:

$$\frac{dS}{S} = \frac{2 \cdot C}{E} d\sigma_2 \quad (\text{II.36})$$

avec,

$$C = 1 - \nu \cdot k_e \quad (\text{II.37})$$

On Remplace σ_2 par sa valeur on aura:

$$\frac{dS}{S} = \frac{2 \cdot C}{E} d\left(\frac{p \cdot D}{2 \cdot e}\right) \quad (\text{II.38})$$

il vient:

$$\frac{dS}{S} = \frac{D}{E \cdot e} \cdot C \cdot dp \quad (\text{II.39})$$

Tenant compte des relations (II.30), (II.31) et (II.39), l'expression (II.21) devient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{a^2} \frac{dp}{dt} = 0 \quad (\text{II.40})$$

avec:

$$\frac{1}{a^2} = \rho \left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{D}{E \cdot e} \cdot C \right) \quad (\text{II.41})$$

La constante a représente la vitesse de propagation de l'onde de pression dans la conduite.

Comme $p = p(x, t)$, on peut écrire:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} \times \frac{\partial x}{\partial t} \quad (\text{II.42})$$

C'est-à-dire :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \times \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{II.43})$$

En fin on obtient une nouvelle expression de l'équation de conservation de la masse :

$$\rho \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \times \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0 \quad (\text{II.44})$$

La relation (II.44) représente la première équation de Saint Venant.

II.4.2. Equation de conservation de la quantité de mouvement :

Cette seconde équation, traduisant le principe fondamental de la conservation de la quantité de mouvement, est la conséquence de la seconde loi de Newton qui s'énonce comme suit:

Le produit de la masse d'un corps par son accélération est proportionnel à la grandeur de la force agissant sur le corps considéré, la direction de la force résultante et de l'accélération coïncidente.

[20]. Cette loi est traduite par la relation Suivante:

$$\sum \vec{F}_{ext} = \frac{d(m \cdot \vec{U})}{dt} \quad (\text{II.45})$$

Avec:

\vec{u} : La vitesse de l'élément fluide;

m : Lamasse de l'élément fluide;

\vec{F}_{ext} : Les forces extérieures exercées sur l'élément fluide.

Puisque nous sommes en écoulement à une direction, il vient:

$$\sum \vec{F}_{ext/ox} = \frac{d}{dt}(m \cdot u) \quad (\text{II.46})$$

Avec:

u : est la vitesse de l'élément fluide selon l'axe ox .

En mécanique classique, m est constante et indépendante du temps, on aura:

$$\sum \vec{F}_{ext/ox} = m \frac{d}{dt}(u) \quad (\text{II.47})$$

Soit encore:

$$\sum \vec{F}_{ext/ox} = \rho \cdot S \cdot dx \cdot \frac{du}{dt} \quad (\text{II.48})$$

avec;

S : section de la conduite.

Considérons un écoulement à travers une conduite inclinée d'un angle α par rapport à l'horizontale. Appliquons à un petit volume dv de cette conduite le théorème de la quantité de mouvement :

Notons tout d'abord que:

$$\frac{dz}{dx} = \sin\alpha \quad \text{et} \quad p = \rho \cdot g \cdot (y - z)$$

Déterminons $\sum \vec{F}_{ext/ox}$ tout en se basant sur la figure (II.11).

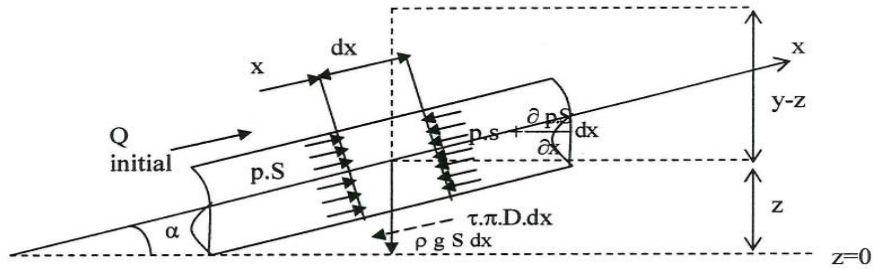


Figure II. 11. Représentation schématique de l'écoulement dans une conduite

$$\sum \vec{F}_{ext/ox} = p \cdot S - \left(p \cdot S + dx \cdot \frac{\partial p \cdot S}{\partial x} \right) - \rho \cdot g \cdot S \cdot \sin\alpha \cdot dx - \tau \pi D dx \quad (II.49)$$

Avec :

$$F_p = p \cdot S - \left(p \cdot S + \frac{\partial p \cdot S}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p \cdot S}{\partial x} \cdot dx : \text{Les forces de pression hydrostatique}$$

$$F_{poids} = - \rho \cdot g \cdot S \cdot \sin\alpha \cdot dx : \text{La force de gravité (le poids de l'élément liquide)}$$

$$F_{frottement} = - \tau \pi D dx : \text{La force de frottement}$$

Où : τ est la contrainte tangentielle visqueuse (de cisaillement) (N/m^2).

Nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial p \cdot S}{\partial x} = p \cdot \frac{\partial S}{\partial x} + S \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad (II.50)$$

On suppose que la section s de la conduite ne varie pas selon l'axe des x c'est-à-dire on a négligé le terme contenant la variation de la section le long de l'élément ($\frac{\partial S}{\partial x} = 0$) on aura donc :

$$\frac{\partial p \cdot S}{\partial x} = S \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad (II.51)$$

l'équation (II.49) devient :

$$\sum \vec{F}_{ext/o.x} = -S. dx. \frac{\partial p}{\partial x} - \rho. g. S. \sin\alpha . dx - \tau \pi D dx \quad (\text{II.52})$$

On détermine le terme ($\tau \pi D$),

Si nous utilisons la formule de Darcy-Weisbach concernant les pertes de charge.

Si les pertes de charge sont représentées par Δp donnés par la formule maintenant bien connue :

$$\Delta p = \rho. g. \lambda. \frac{L.u^2}{2g.D} \quad (\text{II.53})$$

Avec : λ coefficient de résistance ou de darcy ;

L'expression de la force de frottement est donnée aussi par :

$$F_r = \Delta p. \pi. \frac{D^2}{4} \quad (\text{II.54})$$

D'où on déduit :

$$\tau \pi D. L = \Delta p. \pi. \frac{D^2}{4} \quad (\text{II.55})$$

Tenant compte de la relation (II.53), l'expression (II.55) devient :

$$\tau \pi D. L = \pi. \frac{D^2}{4} \rho. g. \lambda. \frac{L.u^2}{2g.D} \quad (\text{II.56})$$

Ou encore :

$$\tau \pi D = \rho. g. j. S \quad (\text{II.57})$$

avec ;

$$j = \frac{\lambda. u^2}{2g.D} \quad (\text{II.58})$$

j : gradient hydraulique

Portons l'expression de $\tau \pi D$ dans (II.52):

$$\sum \vec{F}_{ext/o.x} = -S. dx. \frac{\partial p}{\partial x} - \rho. g. S. \sin\alpha . dx - \rho. g. j. S dx \quad (\text{II.59})$$

En portant (II.48) dans (II.59) on aura :

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - g(\sin\alpha + j) \quad (\text{II.60})$$

Qui peut aussi s'écrire comme suit:

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = -g(\sin\alpha + j) \quad (\text{II.61})$$

Ecrivons la dérivée totale par rapport au temps de la vitesse en fonction des dérivées partielles nous aurons :

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} \quad (\text{II.62})$$

Sans oublier que : $\frac{\partial x}{\partial t} = u$ on déduit :

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{II.63})$$

L'équation (II.61) devient :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = -g(\sin\alpha + j) \quad (\text{II.64})$$

C'est la seconde équation de Saint Venant.

Les équations (II.44) et (II.64) le système (I.15) des équations de Saint-Venant (II.65) :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0 & (a) \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = -g(\sin\alpha + j) & (b) \end{cases} \quad (\text{II.65})$$

II.4.3 Transformation des équations de Saint Venant :

Nous allons résoudre le système (II.65), en effectuant les transformations suivantes :

Nous multiplions l'équation (a) du système (II.65) par $\frac{a}{\rho}$, on obtient :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho \cdot a^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = -g(\sin\alpha + j) \end{cases} \quad (\text{II.66})$$

Ajoutons membres à membres système (II.66), on aura :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u + a) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho a} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (u + a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] = -g(\sin\alpha + j) \quad (\text{II.67})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho a} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] = -g(\sin\alpha + j) \quad (\text{II.68})$$

Le système devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + (u + a) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho a} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (u + a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] = -g(\sin\alpha + j) \\ \frac{\partial u}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho a} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] = -g(\sin\alpha + j) \end{cases} \quad (\text{II.69})$$

Si $\frac{dx}{dt} = u + a$ alors l^{re} équation du système précédent peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho \cdot a} \cdot \frac{dp}{dt} = -g(\sin\alpha + j) \quad (\text{II.70})$$

En utilisant les expressions suivantes : Car dans ce cas :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} \quad (\text{II.71})$$

Si $\frac{dx}{dt} = u - a$ alors 2^{ème} équation du système précédent peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{du}{dt} - \frac{1}{\rho \cdot a} \cdot \frac{dp}{dt} = -g(\sin\alpha + j) \quad (\text{II.72})$$

En utilisant les expressions suivantes :

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial z}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} \quad (\text{II.73})$$

Puisque $\frac{\partial z}{\partial t}=0$, on aura :

$$\frac{dz}{dt} = \frac{dx}{dt} \cdot \sin\alpha \tag{II.74}$$

Puisque $p = \rho \cdot g \cdot (y - z)$ Il vient donc :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{d[\rho \cdot g \cdot (y - z)]}{dt} \tag{II.75}$$

D’où :

$$\frac{dp}{dt} = \rho \cdot g \left[\frac{d(y - z)}{dt} \right] \tag{II.76}$$

D’où encore :

$$\frac{dp}{dt} = \rho \cdot g \left[\frac{dy}{dt} - \frac{dz}{dt} \right] \tag{II.77}$$

Finalement le système (II.65) et leurs conditions respectives s’écrivent alors :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = u + a \\ \frac{\partial u}{\partial t} + (u + a) \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho a} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (u + a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] = -g(\sin\alpha + j) \end{cases} \tag{II.78}$$

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = u - a \\ \frac{\partial u}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho a} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] = -g(\sin\alpha + j) \end{cases}$$

En général, on a toujours $a \gg u$ c'est-à-dire $u + a \approx a$ d’où il vient :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \bar{+}a \\ \frac{du}{dt} \mp \frac{g}{a} \cdot \frac{dy}{dt} = -g \cdot j \end{cases} \tag{II.79}$$

Comme $dx = \bar{+}a$ Le système final s’écrit comme suit :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \bar{v}a \\ \frac{du}{dt} + \frac{a}{g.S} \cdot dQ = -jdx \end{cases} \quad (\text{II.80})$$

Où ;

$$Q = u.S \quad (\text{II.81})$$

Le système (II.65) représente le système des équations aux caractéristiques.

II.4.4. EQUATIONS D'ALLIEVI

Le système (II.58) traduit l'écoulement transitoire dans un cas général. On peut donc les simplifier en rétrécissant le champ de leur validité. Allievi a considéré les cas particuliers suivants :

- Pertes de charge négligées [21] ;
- Faibles variations de vitesse.

La valeur $u \frac{\partial u}{\partial x}$ est très importante devant la valeur $u \frac{\partial u}{\partial t}$ qui doit être négligeable.

Ceci est souvent vraie en hydraulique puisqu'en front d'onde $\frac{\partial u}{\partial t}$ est égal à $-a \frac{\partial u}{\partial x}$ et que u est faible devant a ; on peut également négliger $u \frac{\partial u}{\partial x}$ devant $\frac{\partial y}{\partial t}$

Le système (II.66) devient alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{g}{a^2} \frac{\partial y}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + g \cdot \frac{\partial y}{\partial x} = -g(\sin\alpha) \end{cases} \quad (\text{II.82})$$

Il est facile de voir que la célérité « a » à la dimension d'une vitesse. Elle représente la vitesse des ondes à l'intérieur de la conduite. Les deux équations d'ALLIEVI permettent de calculer les fonctions $u(x,t)$ et $y(x,t)$ donnant la vitesse et la pression en chaque point de la conduite et à chaque instant [22].

Il convient donc, dans chaque cas particulier, de faire intervenir les conditions aux limites et les conditions initiales pour la détermination des constantes qu'introduit l'intégration.

II.4.4.1. Interprétation des équations d'Allievi :

Partons de système (II.82), nous allons dériver la première équation par rapport à x et la deuxième par rapport à t , on aura :

$$\begin{cases} a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -g \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial t} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -g \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial t} \end{cases} \quad (\text{II.83})$$

on déduit que :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (\text{II.84})$$

D'autre part, et afin de rechercher une équation similaire à l'équation (II.84), nous allons cette fois dériver la première équation du système (II.82) par rapport à t et la deuxième par rapport à x [21]. Il ressort le système suivant :

$$\begin{cases} a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} = -g \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} = -g \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \end{cases} \quad (\text{II.85})$$

Il vient :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = a^2 \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad (\text{II.86})$$

La vitesse u et la hauteur y sont liées aux variables (x, t) par les mêmes équations différentielles. Celles-ci sont similaires à l'équation des cordes vibrantes [23].

Afin de rechercher la solution théorique nous allons faire introduire les variables suivantes:

$$x = t - (x/a) \text{ et } v = t + (x/a)$$

ainsi, on peut écrire:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{\partial y}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial y}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial t} \quad (\text{II.87})$$

C'est à dire :

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{\partial y}{\partial z} + \frac{\partial y}{\partial v} \quad (\text{II.88})$$

Soit encore :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial^2 y}{\partial z \cdot \partial v} + \frac{\partial^2 y}{\partial v^2} \quad (\text{II.89})$$

On procède de la même manière $\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$ pour calculer on trouve :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial^2 y}{\partial z^2} - 2 \frac{\partial^2 y}{\partial v \cdot \partial z} + \frac{\partial^2 y}{\partial v^2} \right) \quad (\text{II.90})$$

Tenant compte des équations (II.89) et (II.90), l'équation (II.84) devient:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial^2 y}{\partial z \cdot \partial v} + \frac{\partial^2 y}{\partial v^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} - 2 \frac{\partial^2 y}{\partial v \cdot \partial z} + \frac{\partial^2 y}{\partial v^2} \quad (\text{II.91})$$

Alors, il ressort :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial v \cdot \partial z} = 0 \quad (\text{II.92})$$

Finalement, il vient : $y = \text{cst} + F(z) + f(v)$

En tenant compte des conditions initiales, on a les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial y}{\partial z} \right) = 0 \Rightarrow \frac{\partial y}{\partial z} = \psi(z) \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial y}{\partial v} \right) = 0 \Rightarrow \frac{\partial y}{\partial v} = \varphi(v) \end{cases} \quad (\text{II.93})$$

où :

y_{oM} : représente la pression statique au point considéré ;

u_0 représente la vitesse initiale dans la conduite;

En introduisant la nouvelle variable ε , représentant la surpression ; définie comme suit :

$$\varepsilon = y - y_{oM}$$

Il vient :

$$\begin{cases} y = y_{oM} + F\left(t - \frac{x}{a}\right) + f\left(t + \frac{x}{a}\right) \\ u = u_0 - \frac{g}{a} \left[F\left(t - \frac{x}{a}\right) - f\left(t + \frac{x}{a}\right) \right] \end{cases} \quad (\text{II.94})$$

La surpression, en chaque point, résulte de la superposition de deux ondes F et f qui se propagent dans la conduite avec la même vitesse absolue $|a|$.

II.4.4.2. Conditions aux limites à la chambre d'eau :

Nous allons simplifier les équations D'Allievi, en remarquant que dans la pratique, à l'amont, nous sommes souvent en présence d'une chambre d'eau dont les dimensions sont grandes vis-à-vis de celles de la conduite. Le plan d'eau au niveau de la chambre d'eau n'est pratiquement pas le modifié par coup de bélier (Voir figure II.5).[24]



Figure II. 12. Représentation schématique d'une conduite avec réservoir

Par conséquent, la surpression est nulle au niveau du réservoir. On peut donc écrire :

$$\varepsilon\left(t - \frac{L}{a}\right) = 0 \quad \text{c'est-à-dire :}$$

$$F\left(t - \frac{L}{a}\right) + f\left(t + \frac{L}{a}\right) = 0 \quad (\text{II.95})$$

soit encore:

$$f\left(t + \frac{L}{a}\right) = -F\left(t - \frac{L}{a}\right) \quad (\text{II.96})$$

A l'instant $t - \frac{L}{a}$ nous avons :

$$f(t) = -F\left(t - \frac{2L}{a}\right) = -F(t - \theta) \quad (\text{II.97})$$

où :

$$\theta = \frac{2L}{a}$$

avec;

θ La durée nécessaire à l'onde pour parcourir la conduite dans un sens puis dans un autre.

A l'instant $t + \frac{x}{a}$ on peut écrire:

$$f\left(t + \frac{x}{a}\right) = -F\left(t - \frac{2L - x}{a}\right) \quad (\text{II.98})$$

Les équations d'ALIEVI deviennent alors :

$$\begin{cases} \xi = F\left(t - \frac{x}{a}\right) - F\left(t - \frac{2L - x}{a}\right) \\ u = u_0 - \frac{g}{a} \left[F\left(t - \frac{x}{a}\right) + F\left(t - \frac{2L - x}{a}\right) \right] \end{cases} \quad (\text{II.99})$$

Pour $x=0$, nous avons :

$$\begin{cases} \xi = F(t) - F(t - \theta) \\ u = u_0 - \frac{g}{a} [F(t) + F(t - \theta)] \end{cases} \quad (\text{II.100})$$

Finalement, le problème se réduit à la détermination de la fonction F. [25]

II.4.4.3. Application des équations d'Allievi à quelques cas pratiques :

Nous allons appliquer les équations d'Allievi à trois cas de fermeture :

- Fermeture brusque ;
- Fermeture rapide ;

- Fermeture lente [21].

II.4.4.3.1. Cas d'une fermeture brusque :

On considère le cas d'une fermeture totale ($Q=0$) et instantanée. L'origine du temps est l'instant où la fermeture se produit et s'achève [21].

A l'instant: $t-\theta < 0$

La fonction $F(t-\theta)$ qui correspond à l'onde réfléchie n'a pas de sens physique, aussi sa valeur est nulle. On aura par conséquent :

$$\zeta = F(t)$$

Comme la fermeture est complète $Q=0$, par conséquent la valeur de u est nulle:

$$u = u_0 - (g/a)f(t) = 0$$

$$\text{C'est-à-dire : } F(t) = \frac{au_0}{g}$$

$$\text{soit encore: } \varepsilon = \frac{au_0}{g}$$

Cette suppression reste constante jusqu'au retour de l'onde réfléchi à l'instant $\theta = \frac{2L}{a}$

Quelque soit le temps t_1 , nous avons:

$$F(t_1) = \frac{au_0}{g} \quad (\text{II.101})$$

A l'instant : $t_2 = t_1 + \theta$, on a :

$$\xi(t_2) = F(t_2) - F(t_2 - \theta) \quad (\text{II.102})$$

Soit encore:

$$\xi(t_2) = F(t_2) - F(t_1) \quad (\text{II.103})$$

Que nous écrivons:

$$\xi(t_2) = F(t_2) - \frac{au_0}{g} \quad (\text{II.104})$$

$$u(t_2) = u_0 - \frac{g}{a} [F(t_2) + F(t_2 - \theta)] \quad (\text{II.105})$$

c'est-à-dire:

$$u(t_2) = u_0 - \frac{g}{a} \left[F(t_2) + \frac{au_0}{g} \right] = 0 \quad (\text{II.106})$$

il ressort: $F(t_2) = 0$

Finalement on aura:

$$\xi = -\frac{au_0}{g} \quad (\text{II.107})$$

A l'instant: $t_3 = t_2 + \theta$

$$\xi(t_3) = F(t_3) - F(t_3 - \theta) \quad (\text{II.108})$$

c'est-à-dire:

$$\xi(t_3) = F(t_3) - F(t_2) \quad (\text{II.109})$$

Que nous écrivions encore:

$$u(t_3) = u_0 - \frac{g}{a} [F(t_3) + F(t_3 - \theta)] \quad (\text{II.110})$$

c'est-à-dire:

$$u(t_3) = u_0 - \frac{g}{a} [F(t_3)] = 0 \quad (\text{II.111})$$

on aura:

$$F(t_3) = \frac{au_0}{g} \quad (\text{II.112})$$

Finalement il vient:

$$\xi(t_3) = \frac{au_0}{g} \quad (\text{II.113})$$

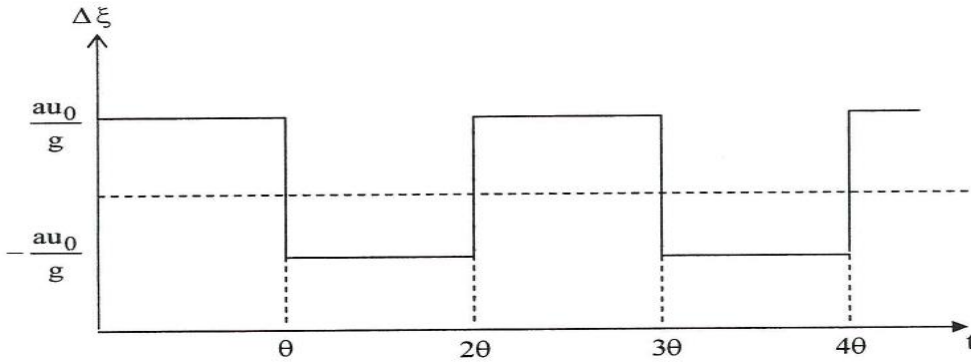


Figure II. 13. Variation de la surpression au niveau de la vanne

La variation de la surpression en fonction du temps sera comme suit:

On tracera aussi facilement (figure II.14) la courbe des variations de pression en un point quelconque de la conduite, situé à la distance x de l'extrémité aval.

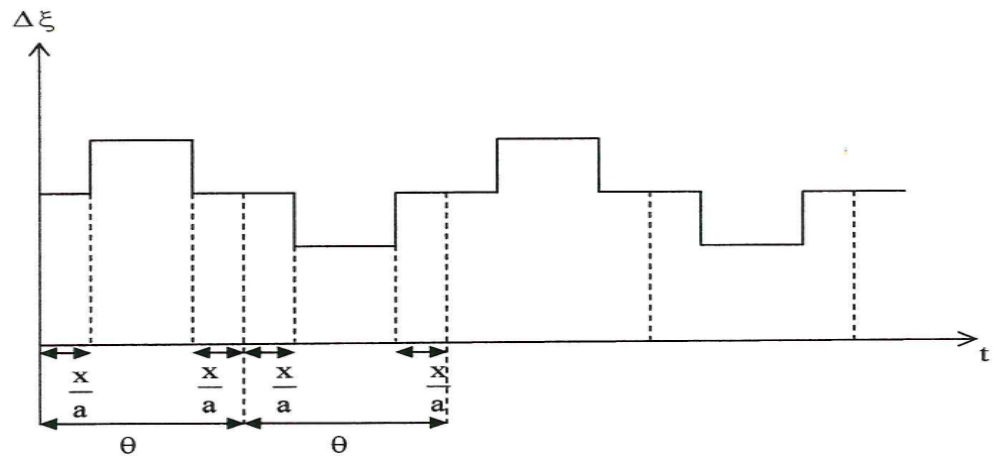


Figure II. 14. Variation de la surpression en un point quelconque de la conduite

II.4.4.3.2. Cas d'une fermeture totale rapide : $t < \frac{2L}{a}$

Une fermeture est dite rapide, si le temps de fermeture T est inférieur à $\frac{2L}{a}$. La variation de la surpression en fonction du temps dans ce cas est représentée dans la figure (II.15).

L'extrémité B correspond à la fin de la fermeture : son abscisse est $T < 0$. En ce point, on a la surpression est égale à Cette valeur se maintient ensuite (segment de droite horizontale BC) jusqu'à l'instant du premier retour au distributeur de l'onde réfléchi par l'extrémité amont. Durant la période $(0, T+0)$, la fermeture rapide porte les surpressions aux mêmes valeurs extrêmes que dans le cas d'une fermeture totale instantanée, mais le passage de $\frac{av_0}{g}$ à $\frac{av}{g}$, et vice versa, n'a pas lieu instantanément il s'opère progressivement de 0 à T , de 0 à $(T+\theta)$, etc [21].

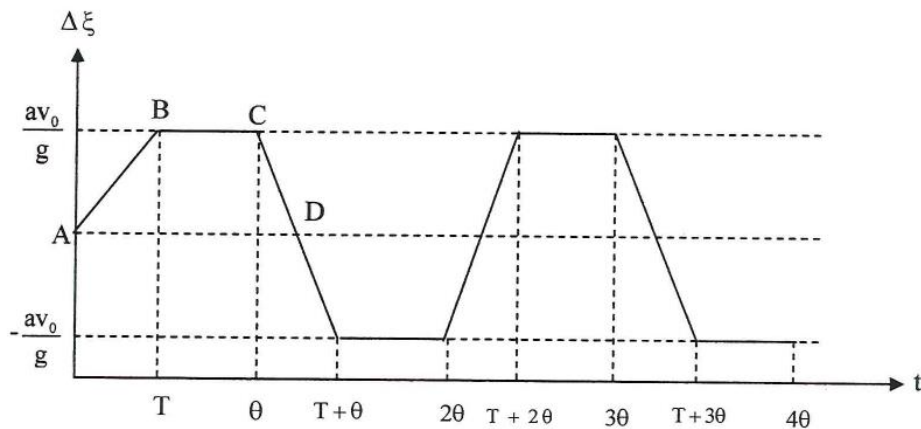


Figure II. 15. Variation de la surpression en fonction du temps dans le cas d'une fermeture rapide

II.4.4.3.3 Cas d'une fermeture totale lente : $T > \frac{2L}{a}$

En réalité, l'arrêt total du débit n'est jamais obtenu instantanément. Le distributeur ferme progressivement l'admission de l'eau dans la turbine. Il appartient au constructeur de fixer, en fonction du temps, la loi suivant laquelle s'effectuera cette fermeture.

Dans le cas où le temps de fermeture est supérieur à $\frac{2L}{a}$ la fermeture est dite lente. Dans cette partie nous allons nous intéresser en particulier à ce cas.

Soit S la section constante de la conduite alimentant, en eau, le distributeur; s la section d'ouverture du distributeur au temps t compté à partir du début de l'opération de fermeture; nous désignerons par m le coefficient de contraction de la veine liquide à travers la section s et nous le supposons constant quelle que soit s .

Initialement, la section d'ouverture du distributeur est s_0 ; y est la pression exprimé en mètre d'eau, à l'entrée de la turbine ; u la vitesse dans la conduite est donc telle que :

$$u_0 \cdot S = m \cdot s_0 \cdot \sqrt{2g \cdot y_0} \quad (\text{II.114})$$

Au bout du temps t , la section d'ouverture n'est plus que s ; la vitesse de l'eau, dans la conduite, devient u , telle que :

$$u \cdot S = m \cdot s \cdot \sqrt{2g \cdot (y_0 + \xi)} \quad (\text{II.115})$$

ξ Étant la surpression provoquée par la fermeture au temps t .

Des deux relations si dessus on tire :

$$u \cdot S = m \cdot s \cdot \sqrt{2g \cdot (y_0 + \xi)} \quad (\text{II.116})$$

Détermine le degré d'ouverture du distributeur. C'est une fonction Le rapport s_0 du temps qui se déduit directement de la loi de fermeture du distributeur. Ainsi, on peut définir une fonction $\varphi(t)$ comme suit :

$$\varphi(t) = \frac{s}{s_0} \quad (\text{II.117})$$

On remarquera que cette fonction est toujours inférieure à 1, sauf au temps $t = 0$ où $\varphi(0) = 1$ par conséquent, il vient :

$$u = u_0 \cdot \varphi(t) \cdot \sqrt{1 + \frac{\xi}{y_0}} \tag{II.118}$$

Dans la suite de notre travail, nous allons considérer trois cas de variation de la fonction $\varphi(t)$, à savoir :

Variation linéaire de type : $\varphi(t) = 1 - \frac{t}{T}$ représenté par la branche (d) de la figure (II.16).

Variation logarithmique de type : représenté par la branche (h) de la figure (II.16).

$$\varphi(t) = 1 - \frac{\ln(t+1)}{\ln(T+1)} \tag{II.119}$$

Variation parabolique de type : représenté par la branche (p) de la figure (II.16).

$$\varphi(t) = At^2 + Bt + c \tag{II.120}$$

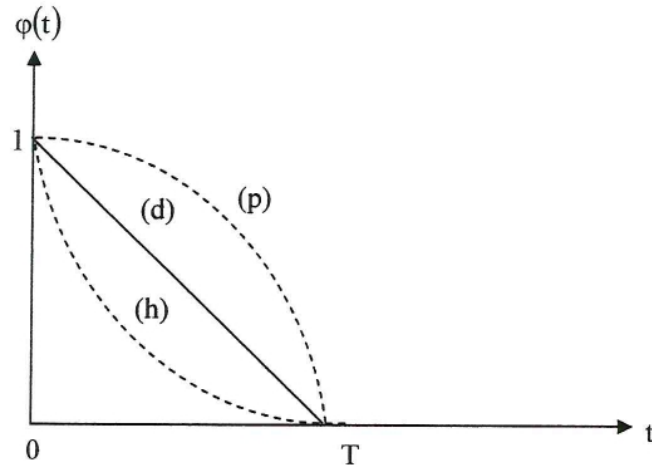


Figure II. 16. Evolution de la fonction $\varphi(t)$ en fonction des différentes lois de fermetures

Supposons, pour simplifier que la fermeture de la vanne suit une loi de type linéaire, c'est-à-dire :

$$Q = Q_0 \left[1 - \frac{t}{T} \right] \quad (\text{II.121})$$

Avec,

Q_0 débit initiale ;

T: temps de fermeture.

Etudions dans ces conditions les variations de la surpression et de la vitesse u à l'extrémité aval de la conduite, c'est-à-dire pour $x=0$.

A un instant, $(0$, les équations d'Allievi s'écrivent :

$$\begin{cases} \xi_1 = y_1 - y_0 \\ u_1 - u_0 = -\frac{g}{a} F_1 \end{cases} \quad (\text{II.122})$$

Soit encore :

$$\begin{cases} \xi_1 = F_1 \\ u_1 - u_0 = -\frac{g}{a} F_1 \end{cases} \quad (\text{II.123})$$

c'est-à-dire:

$$u_1 - u_0 = -\frac{g}{a} \xi_1 \quad (\text{II.124})$$

On a par hypothèse:

$$Q_1 = Q_0 \left[1 - \frac{t_1}{T} \right] \quad (\text{II.125})$$

c'est-à-dire :

$$u_1 = u_0 \left[1 - \frac{t_1}{T} \right] \quad (\text{II.126})$$

donc :

$$u_1 - u_0 = -\frac{u_0 \cdot t_1}{T} \quad (\text{II.127})$$

Les équations (II.124) et (II.127) nous permettent d'écrire :

$$\xi_1 = \frac{a u_0 \cdot t_1}{g T} \quad (\text{II.128})$$

Autrement dit, la surpression croit linéairement avec la fermeture de la vanne et atteint une valeur maximale lorsque t_1 atteint sa limite maximale, soit :

$$t_1 = \theta = \frac{2L}{a} \quad (\text{II.129})$$

Cette surpression maximale a donc pour valeur:

$$\xi_1 = \frac{a u_0 2.L}{g T a} \quad (\text{II.130})$$

soit encore:

$$\xi_1 = \frac{2u_0 \cdot L}{gT} \quad (\text{II.131})$$

Pour étudier le phénomène à partir du temps $t = 0$, considérons l'instant:

$$t_2 = t_1 + \frac{2.L}{a} \quad (\text{II.132})$$

Avec :

$$t_1 \leq \frac{2.L}{a} \quad (\text{II.133})$$

Les équations d'Allievi donnent (avec $x = 0$)

$$\xi_2 = F_2 - F_1 \quad (\text{II.134})$$

$$u_2 - u_0 = -\frac{g}{a} (F_2 - F_1) \quad (\text{II.135})$$

Mais, par hypothèse :

$$u_2 = u_0 \left[1 - \frac{t_2}{T} \right] \quad (\text{II.136})$$

donc :

$$u_2 - u_0 = -\frac{u_0 \cdot t_2}{T} \quad (\text{II.137})$$

En portant (II.140) dans (II.142), on aura :

$$u_2 - u_0 = -\frac{g}{a}(F_2 + F_1) \quad (\text{II.138})$$

d'où :

$$u_2 - u_0 = -\frac{g}{a}(F_2 + F_1) \quad (\text{II.139})$$

En éliminant F_0 et F_2 entre les équations (II.134), (II.139) et (II.144), il vient :

$$\xi_2 = \frac{aU_0}{gT} \left(\frac{2t}{a} - t_1 \right) \quad (\text{II.140})$$

$$\xi_{2m} = \xi_{1m} = \frac{2U_0L}{gT} \quad (\text{II.141})$$

La suppression maximale est encore donnée par l'expression :

Donc :

$$\xi_m = \frac{2U_0L}{gT} \quad (\text{II.142})$$

C'est la formule de Michaud, utilisée dans le cas d'une fermeture lente.

II.4.4.4. Examen de la célérité :

Nous avons vu que la célérité est donnée par la relation (II.40).

On remplaçant les constantes par leurs valeurs on trouve une forme directement accessible au calcul dans les cas usuels, à savoir :

$$a = \frac{9900}{\sqrt{48.3 + \frac{KD}{e}}} \quad (\text{II.143})$$

a: célérité en m/s ;

D: diamètre de la conduite;

e: épaisseur de la conduite;

K: constante qui dépend de la nature du métal utilisé pour la conduite :

K=1 pour la fonte, K=5 pour le plomb, K=0.5 pour l'acier.

Comme nous l'avons montré, la connaissance de la célérité a est indispensable pour le calcul des surpressions dans les conduites.

En absence de solution analytique, plusieurs méthodes numériques ont été développées pour solutionner les équations de l'écoulement transitoire au sein d'une conduite. Ceci fera l'objet de notre réflexion ultérieurement [26].

II.5. PROTECTION DES CONDUITES :

II.5.1. Protection contre le coup de bélier :

Les ouvrages de protection ne suppriment pas totalement l'effet du phénomène de coups de bélier mais ils limitent les surpressions et les dépressions provoquées [27].

Parmi ces ouvrages ont peut citer :

II.5.1.1 Loi d'ouverture ou de fermeture des vannes :

La protection d'une conduite en écoulement gravitaire peut être obtenue généralement d'une manière satisfaisante en imposant une vitesse d'ouverture et de fermeture des vannes suffisamment lente afin de limiter les surpressions et dépressions éventuelles à des valeurs Raisonables [12].

Toutefois, en présence d'une station de pompage, il est plus difficile de contrôler l'ampleur du phénomène étant donné que l'arrêt des pompes peut se produire subitement, par suite d'une interruption du courant qui alimente les moteurs électriques.

Deux types de solutions sont alors envisageables : La première repose sur l'augmentation du temps d'arrêt des pompes. La seconde consiste en un système pouvant fournir ou emmagasiner de l'eau lors d'une manœuvre rapide [28].

II.5.1.2 Clapets d'entrée d'air :

Les points hauts du réseau des conduites doivent être équipées de clapets d'entrée d'air pour éviter de mettre la conduite en dépression.

L'installation d'un clapet d'air s'impose auprès de la vanne. Ces clapets doivent être imensionnés pour que le débit d'air soit suffisant et limite la dépression à une valeur acceptable.

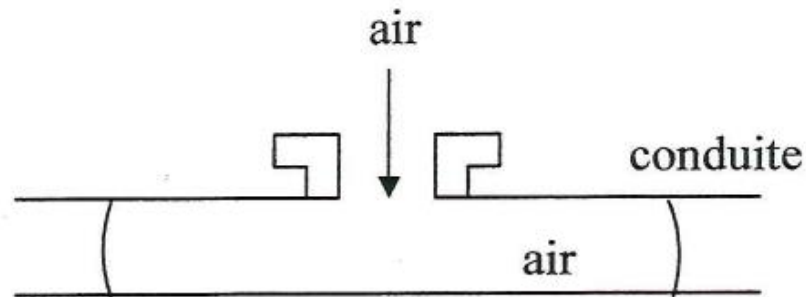


Figure II. 17. Clapet d'entrée d'air

II.5.1.3 Evacuation de l'air :

La présence d'air dans les conduites sous pression présente l'inconvénient d'augmenter les pertes de charge. Donc, il est nécessaire d'évacuer cet air. On installe pour cela des ventouses à tous les points hauts, ainsi qu'en des points intermédiaires, de préférence à des ruptures de pente, si la distance entre un point haut et un point bas est trop grande.

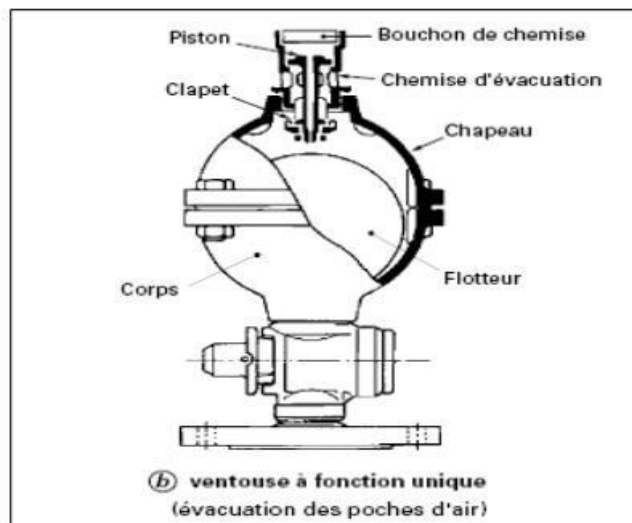


Figure II. 18. Schéma de principe d'une ventouse

II.5.1.4 Cheminée d'équilibre :

La cheminée d'équilibre est une réserve d'eau en contact permanent avec la conduite et dont la surface libre traduit exactement les variations de pression du fluide. La cheminée doit donc avoir **une** section assez large pour combler la dépression sans se vider complètement et doit être assez haute pour ne pas déborder lorsqu'une surpression fait monter son niveau.

Les cheminées d'équilibre sont usuellement utilisées lorsque l'installation est constituée d'une longue canalisation ou d'un long chenal d'amenée à faible pente suivi d'une canalisation à forte pente terminée par un appareil de manœuvre susceptible d'engendrer des variations plus ou moins rapides de débit [29].

Dans le domaine des réseaux sous pression, les cheminées sont rarement utilisées car il faudrait qu'elles aient une hauteur supérieure à la hauteur manométrique totale ; on n'imagine pas une telle cheminée dès que la hauteur de refoulement dépasse quelques mètres.

Les possibilités d'installation d'une cheminée restent malgré tout limitées, et on est vite conduit dans ce domaine des faibles hauteurs de refoulement à utiliser un autre appareil, le réservoir à air comprimé dont nous parlerons par la suite.

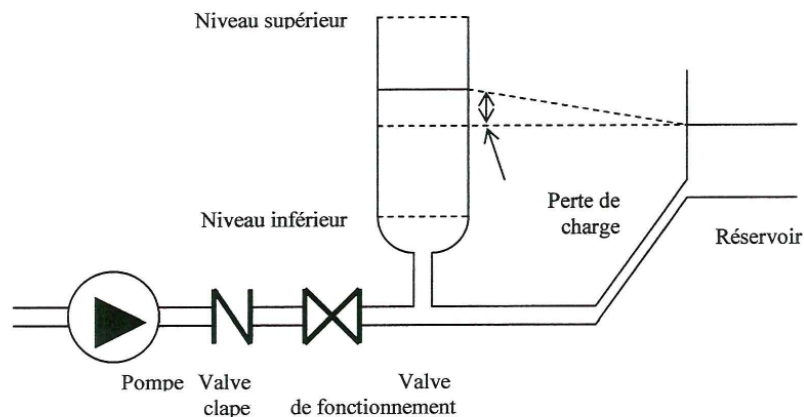


Figure II. 19. Cheminée d'équilibre

II.5.1.5. Réservoir à air comprimé :

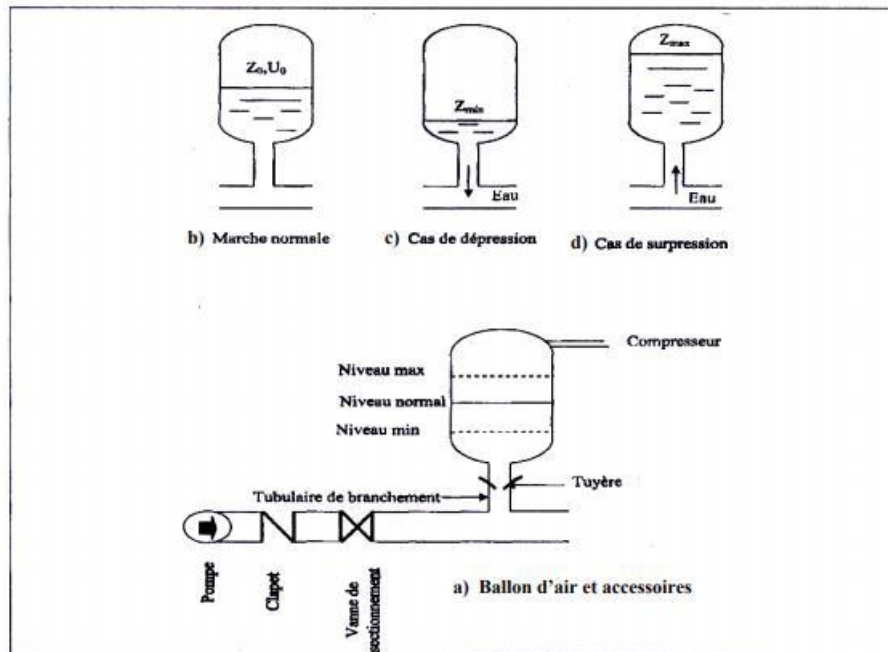


Figure II. 20. Réservoir à air comprimé

Un réservoir à air comprimé est un réservoir fermé dont la partie supérieure contient de l'air sous pression et la partie inférieure un certain volume d'eau. Ainsi, lors d'un arrêt des pompes par exemple, le réservoir se décompresse et fournit de l'eau à la conduite, réduisant l'abaissement de pression dû au coup de bélier. Lorsque le sens de l'écoulement s'inverse, l'air du réservoir se comprime permettant ainsi de stocker un volume d'eau [30].



Figure II. 21. Clapet anti-retour

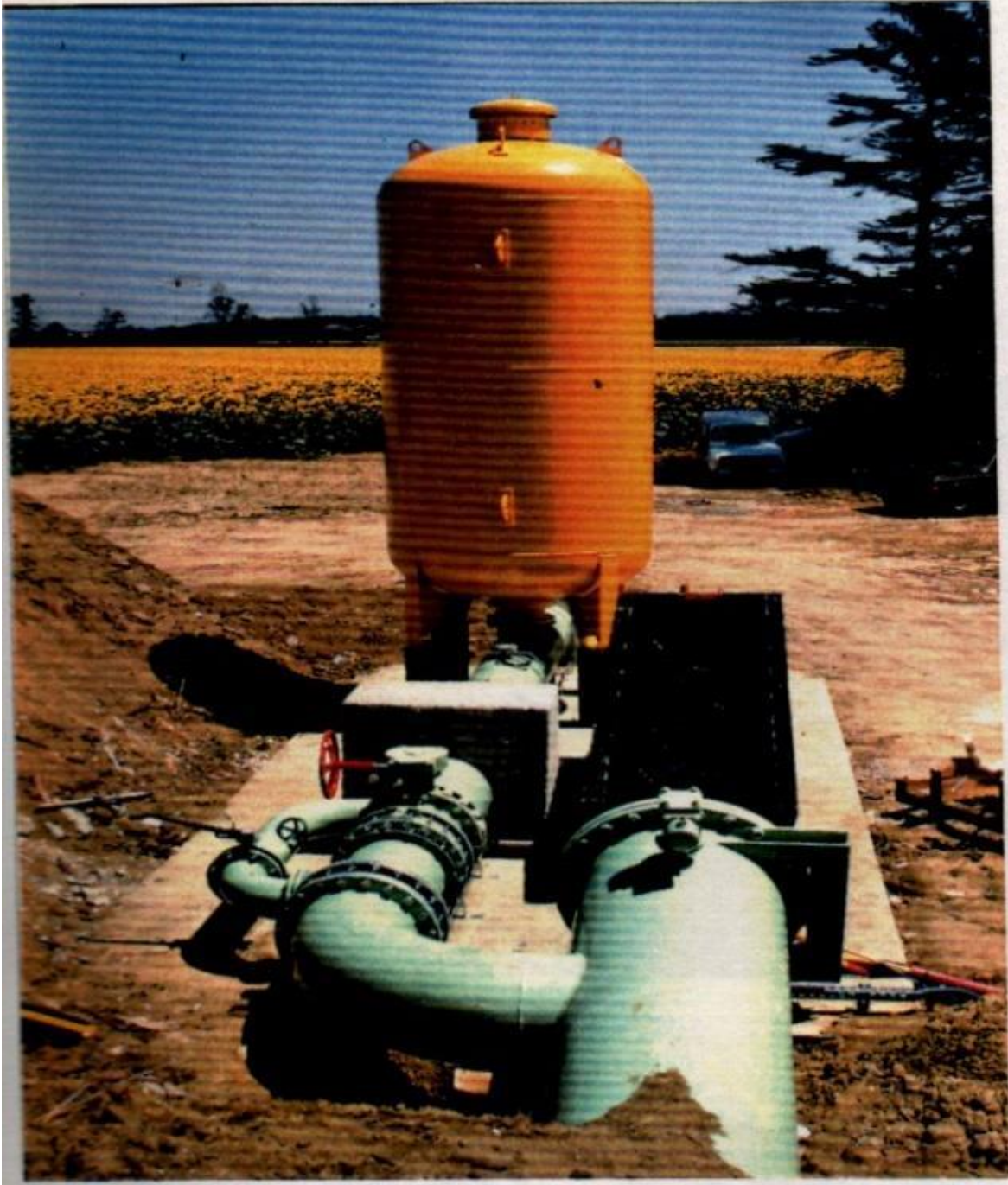


Figure II. 22. Emplacement du réservoir anti-bélier

II.5.1.6. Volants d'inertie :

L'utilisation d'un volant d'inertie monté sur l'arbre du groupe électropompe peut permettre l'augmentation du temps d'arrêt. Economiquement, cette solution n'est valable que pour des conduites de refoulement de quelques centaines de mètres. De plus grandes conduites nécessiteraient des volants de taille exagérée ou impliqueraient des appels d'intensité de courant lors des phases de démarrage trop importantes [31].

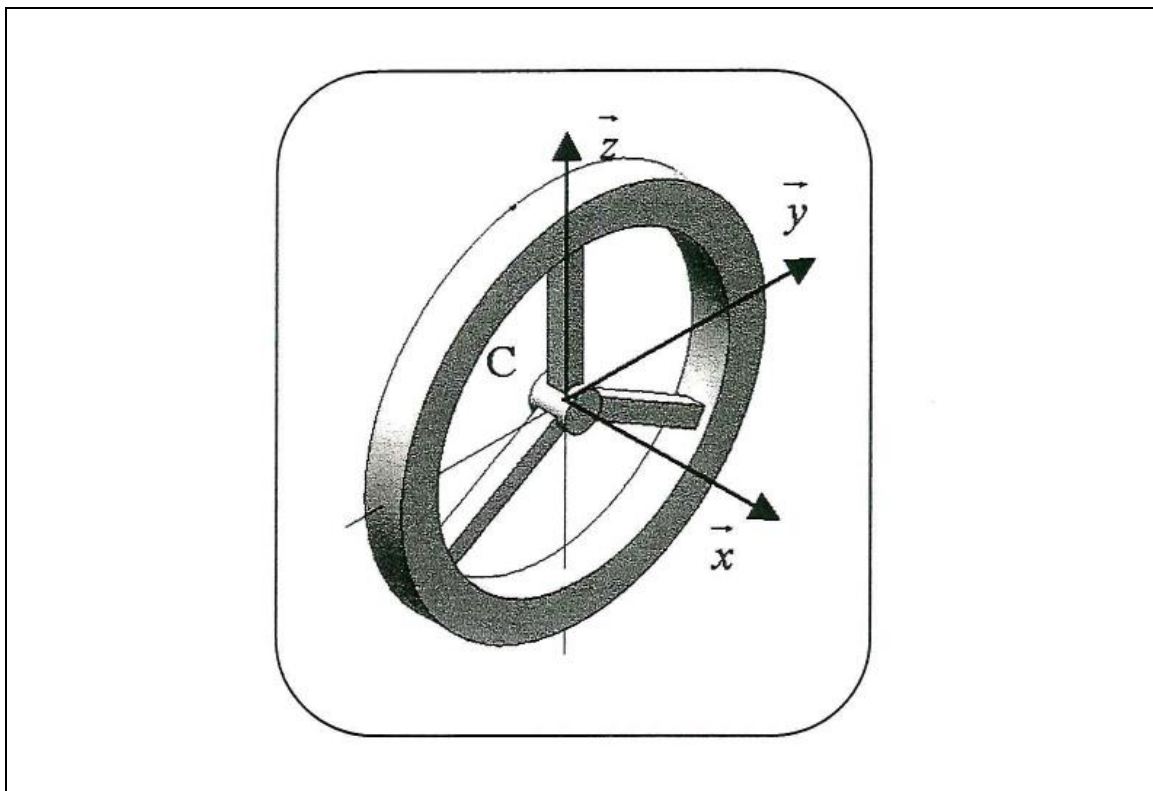


Figure II. 23. Volant d'inertie

II.5.1.7. Soupapes de décharge :

Les soupapes sont des appareils qui écrêtent les surpressions en dérivant un certain débit à l'extérieur de la conduite dès que la pression dépasse une certaine valeur de réglage. Ces appareils font intervenir un organe mécanique, un ressort, qui, par sa compression, obture, en exploitation normale, un orifice placé sur la conduite au point à protéger, c'est-à-dire où la surpression est maximale.

Ces soupapes ne doivent s'ouvrir que sous une pression déterminée légèrement supérieur (5% environ) à la pression maximale de fonctionnement normal.

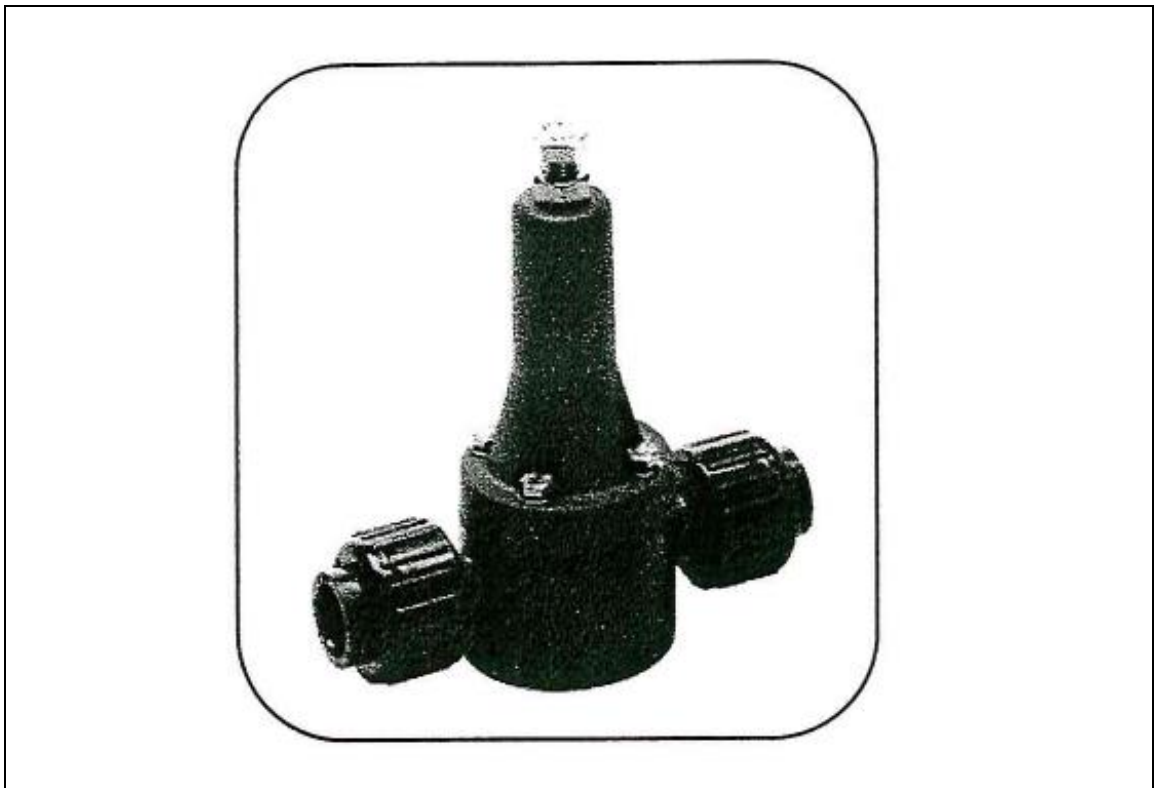


Figure II. 24. Soupape de décharge

II.5.2 Protection contre la corrosion :

La corrosion représente une attaque du métal à cause des phénomènes importants :

- Les installations électriques à courant continu situés en voisinage des conduites.

La nature du sol.

- La nature de l'eau.

Il y a lieu d'attacher une grande importance à ces problèmes en ce qui concerne plus particulièrement les réseaux de conduites en acier.

Pour remédier à la corrosion externe on prévoit une protection par anode réactif, cette méthode consiste à relier la conduite électriquement par une pièce métallique plus électro-négative que l'acier par exemple (Zn, Mg) de façon à réaliser une pile. Ces anodes sont enterrées, donc la conduite joue le rôle d'une cathode [32].

Cette solution est plus économique par rapport à d'autres solutions à savoir l'enrobage en bitume.

A propos de la corrosion interne qui est due à les réactions chimiques des agents contenus dans l'eau par exemple la présence de fer à une dose supérieur à 0.1mg/l, on adopte un revêtement intérieur des conduites en bitume [32].

II.5.3. Comparaison entre les différents types de conduites forcées :

Le choix entre les principaux types de tuyaux est une question d'espèce.

On peut signaler la grande diffusion des tuyaux en fonte, matériau qui fut longtemps le plus utilisé, tant que ne furent pas mis en point les procédés permettant de lutter contre la corrosion de conduites en acier [33].

A l'heure actuelle, grâce à un enrobage soigné et à une protection cathodique bien faite on a souvent recours aux tuyaux acier, surtout si des mouvements de sol sont à craindre.

Les conduites en béton armé sont surtout intéressantes pour des conduites gros diamètres travaillant dans des conditions bien déterminées, elles permettent de réaliser des installations économiques.

Les conduites en amiante-ciment présentent l'avantage d'être légères, d'une pose commode, elles peuvent supporter des pressions moyennes très convenables.

Les conduites en matières plastiques présentent de nombreux avantages et commencent, dans les petits diamètres, à concurrencer sérieusement les conduites en matières traditionnelles. Enfin, avant de s'arrêter sur un type de conduite, il y a lieu de considérer la question prix [33].

II.6 Résolution des équations de l'écoulement transitoire au sein d'une conduite :

Avant d'entamer la phase de résolution des équations de l'écoulement transitoire au sein d'une conduite, il est indispensable de donner une interprétation physique simplifiée fondée sur la théorie des caractéristiques [34].

II.6.1 Interprétation des équations aux caractéristiques :

La figure IV.1 représente le déplacement d'une onde à partir d'un point d'abscisse A à l'instant t- jusqu'au point B à l'instant t, le sens positif est de A vers B. Nous nous servirons des équations aux caractéristiques établies dans (II.75), L'intégration de la deuxième équation du système (II.75) nous permet d'écrire :

$$\int_{y(A, t - \frac{L}{a})}^{y(B, t)} dy \pm \frac{a}{gS} \int_{Q(A, t - \frac{L}{a})}^{Q(B, t)} dQ = - \int_{A(t - \frac{L}{a})}^{B(t)} j dx \tag{II.144}$$

Il vient :

$$y(B, t) - y\left(A, t - \frac{L}{a}\right) \pm \left(\frac{a}{gS} Q(B, t) - \frac{a}{gS} Q\left(A, t - \frac{L}{a}\right)\right) = - \int_{A\left(t - \frac{L}{a}\right)}^{B(t)} j dx \tag{II.145}$$

soit encore:

$$y(B, t) \pm \frac{a}{gS} Q(B, t) = y\left(A, t - \frac{L}{a}\right) \mp \frac{a}{gS} Q\left(A, t - \frac{L}{a}\right) - \int_{A\left(t - \frac{L}{a}\right)}^{B(t)} j dx \tag{II.146}$$

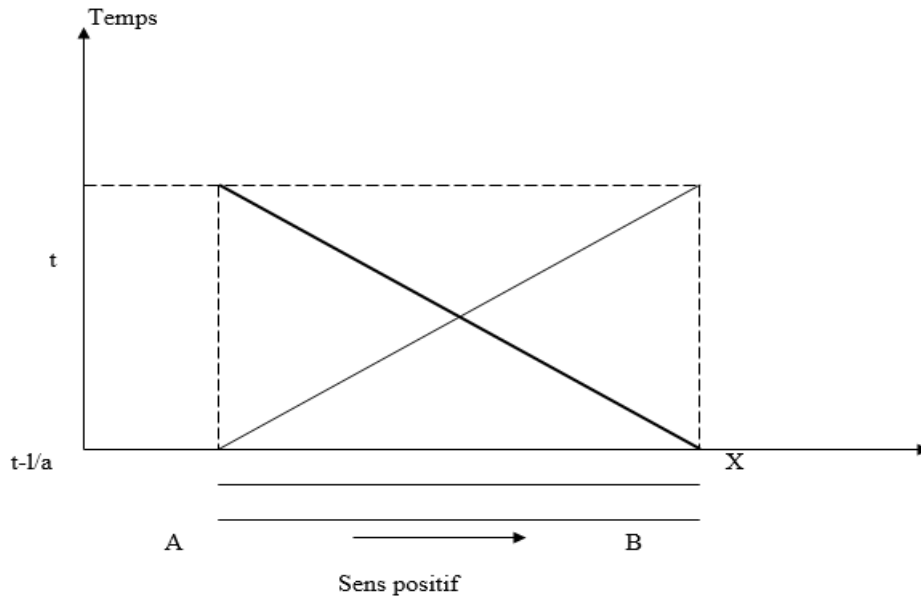


Figure II. 25. Déplacement d'une onde dans le plan (x,t)

II.6.2 Principe général de raisonnement :

Pour connaître la pression y et le débit Q à l'instant t en M , on va chercher l'information en A à l'instant $t -$ et en A à l'instant $t - MA/a$ et en B à l'instant $t - MA/a$ où on suppose l'instant $t - MA/a$ ou on suppose connus le débit et la surpression la figure II. 26.

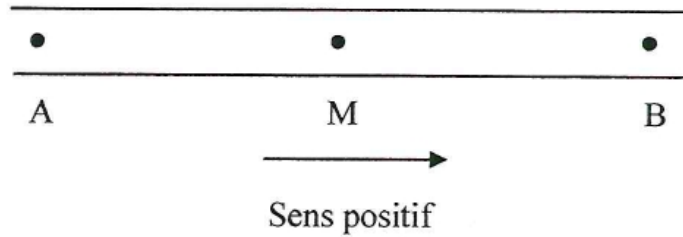


Figure II. 27. Représentation schématique d'un écoulement au sein d'une conduite

Le système (II.65) s'écrit :

- Dans le sens positif de l'onde :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = a \\ dy + \frac{a}{gS} dQ = -jdx \end{cases} \quad (\text{II.147})$$

- Dans le sens négatif de l'onde :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = -a \\ dy - \frac{a}{gS} dQ = -jdx \end{cases} \quad (\text{II.148})$$

L'intégration des systèmes permet d'écrire :

$$y(M, t) - y\left(A, t - \frac{MA}{a}\right) + \frac{a}{gS} \left[Q(M, t) - Q\left(A, t - \frac{MA}{a}\right) \right] = \int_0^{MA} j dx \quad (\text{II.149})$$

De A vers M: sens positif.

De B vers M : sens négatif.

$$y(M, t) - y\left(B, t - \frac{MB}{a}\right) + \frac{a}{gS} \left[Q(M, t) - Q\left(B, t - \frac{MB}{a}\right) \right] = \int_0^{MB} j dx \quad (\text{II.150})$$

Si on néglige les pertes de charge, les inconnues $y(M, t)$ et $Q(M, t)$ seront déterminées immédiatement puisque le système est alors linéaire. Négligeant les pertes de charge, le système devient :

$$y(M, t) - y\left(A, t - \frac{MA}{a}\right) + \frac{a}{gS} \left[Q(M, t) - Q\left(A, t - \frac{MA}{a}\right) \right] = 0 \quad (\text{II.151})$$

$$y(M, t) - y\left(B, t - \frac{MB}{a}\right) + \frac{a}{gS} \left[Q(M, t) - Q\left(B, t - \frac{MB}{a}\right) \right] = 0$$

Retranchons membres à membres le système (II.151), on aura:

$$Q(M, t) = \frac{gS}{a} \left[y\left(A, t - \frac{MA}{a}\right) - y\left(B, t - \frac{MB}{a}\right) \right] + \frac{1}{2} \left[Q\left(A, t - \frac{MA}{a}\right) - Q\left(B, t - \frac{MB}{a}\right) \right] \quad (\text{II.152})$$

II.6.2 Exemple de résolution dans le plan (x,t):

Essayons de traiter quantitativement en raisonnant dans le plan (x,t) l'exemple **vu** au chapitre II, toute en se basant sur la figure II. 28

Dans ce qui suit, nous prendrons comme unité de temps, $t =$ cette dernière correspond au temps de parcours de la conduite entre le réservoir R et la vanne V.

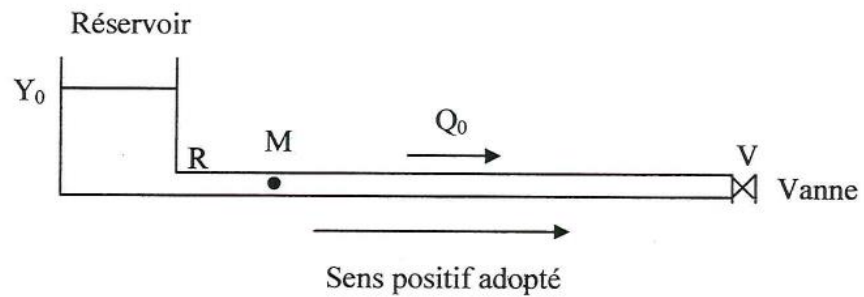


Figure II. 29. Schéma d'une conduite unique avec réservoir

La manœuvre instantanée et totale a lieu au temps 0 au point V. On sait que l'onde qui prend naissance à ce moment-là se propage le long **de** la conduite à la célérité a et arrive en R au temps 1. Avant que l'onde n'arrive au point R, le régime n'est pas perturbé. Il en est de même pour tous les points de la conduite avant qu'ils soient atteints par l'onde, d'où le domaine en pointillés, non influencé par la manœuvre[35, 36].

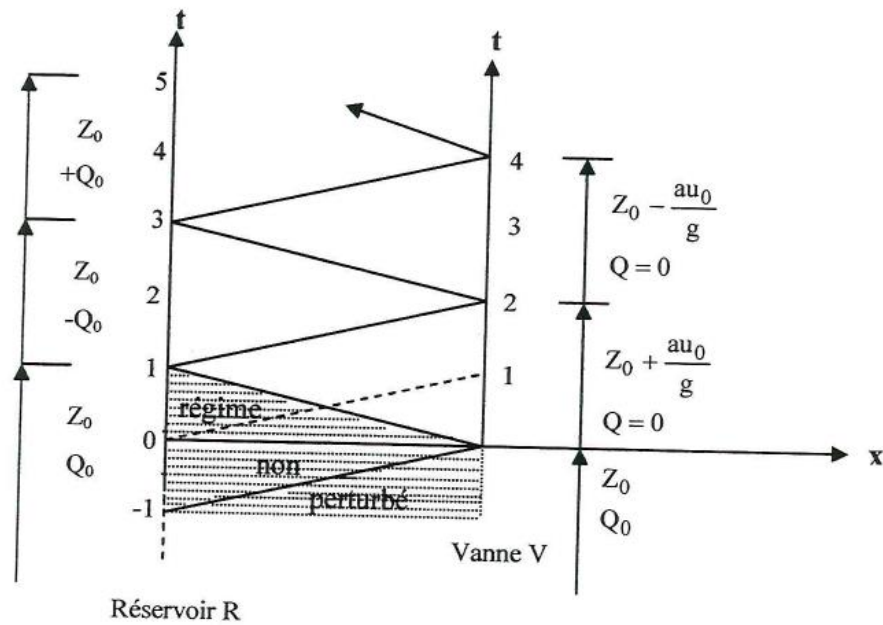


Figure II. 30. Etude d'une fermeture instantanée de vanne dans le plan (x,t)

Appliquons le raisonnement que nous avons fait précédemment :

- Instant 0 au point V:

La pression et le débit sont connus au point R à l'instant -1. De R en V on se déplace dans le sens positif, on a donc:

$$dy + \frac{a}{gS} dQ = 0 \tag{II.153}$$

Soit :

$$y(V,0) - y(R,-1) + \frac{a}{gS} [Q(V,0) - Q(R,-1)] = 0 \tag{II.154}$$

Puisque la vanne est fermée : $Q(V,0)=0$

à l'instant -1 on est en (y_0, Q_0) .

d'où:

$$y(V,0) = y_0 + \frac{aQ_0}{gS} \quad (\text{II.155})$$

La surpression est:

$$\Delta y = y - y_0 = \frac{a u_0}{g}$$

- Instant $t_1 < l$:

De R vers M, sens positif:

$$y(M,t_1) - y_0 + \frac{a}{gS} [Q(M,t_1) - Q_0] = 0 \quad (\text{II.156})$$

De V vers M, sens négatif:

$$y(M,t_1) - \left(y_0 + \frac{a u_0}{g} \right) - \frac{a}{gS} [Q(M,t_1) - 0] = 0 \quad (\text{II.157})$$

Ce système de deux équations linéaires à deux inconnues donne immédiatement:

$$\begin{aligned} y(M,t_1) &= y_0 + \frac{a u_0}{g} \\ Q(M,t_1) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.158})$$

- Instant 1 au point R:

La pression et le débit sont connus au point V à l'instant 0. De V en R on se déplace dans le sens négatif d'où:

$$y(R,1) - y(V,0) - \frac{a}{gS} [Q(R,1) - Q(V,0)] = 0 \quad (\text{II.159})$$

Au niveau du réservoir on a:

$$y(R,1) = Y_0$$

On en déduit le débit en R à l'instant 1 :

$$y_0 - \left(y_0 + \frac{aQ_0}{gS} \right) - \frac{a}{gS} [Q(R,1) - 0] = 0 \quad (\text{II.160})$$

d'où :

$$Q(R,1) = -Q_0$$

- Instant 1 au point V :

Puisque la vanne est fermée: $Q(V,1)=0$. Pour obtenir $y(V,1)$, on a besoin de $y(R,0)$. On obtient le même résultat au temps 1 qu'au temps 0.

- Instant t_2 au point M :

$$L < It_2 < 2L:$$

Information en provenance de V :

$$y(M,t) - \left(y_0 + \frac{aU_0}{gS} \right) - \frac{a}{gS} (Q(M,t) - 0) = 0 \quad (\text{II.161})$$

Information en provenance de R :

$$y(M,t) - \left(y_0 + \frac{aU_0}{gS} \right) - \frac{a}{gS} [Q(M,t) - (-Q_0)] = 0 \quad (\text{II.162})$$

On en déduit :

$$Q(M,t) = -Q_0$$

$$y(M,t) = y_0$$

- Instant 2 au point V :

Loi de singularité :

$$Q(V,2) = 0$$

Information provenant de (R, 1):

$$y(V,2) - y(R,1) + \frac{a}{gS} [Q(V,2) - Q(R,1)] = 0 \quad (\text{II.163})$$

On en déduit

$$Q(V,1) = 0$$

$$y(V,2) = Y_0 - (aU_0/g)$$

II.6.3. Discrétisation des équations :

Dans cette partie, nous allons présenter deux méthodes de résolution des équations de l'écoulement transitoire au sein d'une conduite à savoir :

- Méthode des caractéristiques ;
- Méthode des différences finies.

II.6.3.1. Méthode des caractéristiques :

C'est une méthode qui représente parfaitement le phénomène physique. Elle est numérique et approchée.

La méthode des caractéristiques représente les avantages suivants :

- Les conditions aux limites sont facilement programmables.
- La stabilité de la solution est assurée.
- Les systèmes les plus complexes peuvent être manipulés facilement.

Dans un plan (x, t), la première équation du système (II.75) représente des droites sur lesquelles la deuxième équation de ce système est vérifiée.

L'intersection de deux de ces droites définit donc une solution du système

d'équations (Voir Figure II.27) [37].

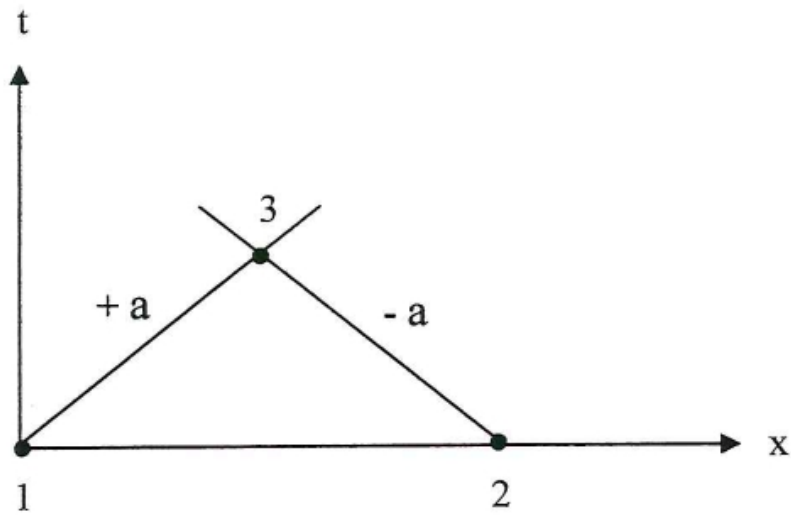


Figure II. 31. Schéma utilisé pour la méthode des caractéristiques

Ainsi, si les points 1 et 2, situés au temps initial, représentent des positions où les valeurs des pressions et débits sont connus, alors il sera possible de calculer les valeurs au point 3.

A\ Pertes de charge négligées :

Prenant le système (II.75), en négligeant les pertes de charge le système devient :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \pm a \\ dy \pm \frac{a}{g.S} dQ = 0 \end{cases} \quad (\text{II.164})$$

La figure II.28 montre le réseau des caractéristiques, projeté sur le plan (x,t). les intersections des lignes caractéristiques constituent les nœuds. Ces nœuds sont espacés par Δx selon x et par Δt selon y.

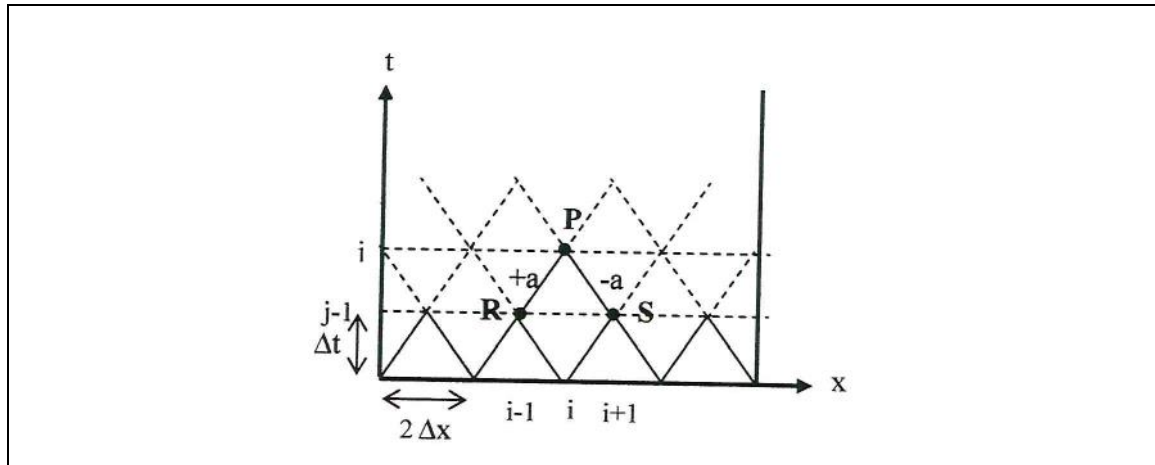


Figure II. 32. Réseau des caractéristiques

Le point P peut être défini par :

Soit Q; le débit; soit y; la pression dans la section considérée.

En effet, partant des données initiales $j=0$ où tous les points $Q_{i,0}, y_{i,0}$ sont connus, nous calculerons tous les points $Q_{i,1}, Y_i$, pour le temps t_1 . Ce qui correspond graphiquement à la ligne $j=1$ puis ligne par ligne, nous pouvons calculer les points pour des temps consécutifs. La détermination de Q et y se fait de manière progressive.

Par conséquent, si l'on suppose connues les caractéristiques de l'écoulement au niveau des deux points R et S, le système (IV.23) devient :

$$\begin{cases} y_{i,j} + \frac{a}{g.S} Q_{i,j} = y_{i-1,j-1} + \frac{a}{g.S} Q_{i-1,j-1} \\ y_{i,j} - \frac{a}{g.S} Q_{i,j} = y_{i+1,j-1} - \frac{a}{g.S} Q_{i+1,j-1} \end{cases} \quad (II.165)$$

B\ Prise en compte des pertes de charge :

Pour établir les équations d'Allievi nous avons négligé les frottements de l'eau contre la paroi (Voir II.2.4). Nous avons aussi été amené à calculer la surpression (en hauteur d'eau) en chaque point de la conduite, en la rapportant à la pression statique y en ce point. La pression totale était aussi :

$$y' = y + \xi \tag{II.166}$$

(IV.25) Mais la pression initiale effective est la pression dynamique y_0 , obtenue en diminuant la pression statique y de la perte de charge qui, pratiquement, n'est pas nulle ; d'autre part, le calcul nous a montré que la valeur du coup de bélier est indépendante de la pression initiale [38].

On doit donc s'attendre à ce que la pression totale effective, au temps t , avec un coup de bélier, soit :

$$y' = y_0 + \xi \tag{II.167}$$

Pour effectuer l'intégration du système différentielle (II.75), discrétisons la conduite en un certain nombre N de points. Ces points de discrétisation seront supposés suffisamment proches pour nous permettre d'écrire :

$$dF(x,t) = F(I+1) - F(I)$$

Avec F est une fonction telle que H et Q aux points de discrétisations successifs I

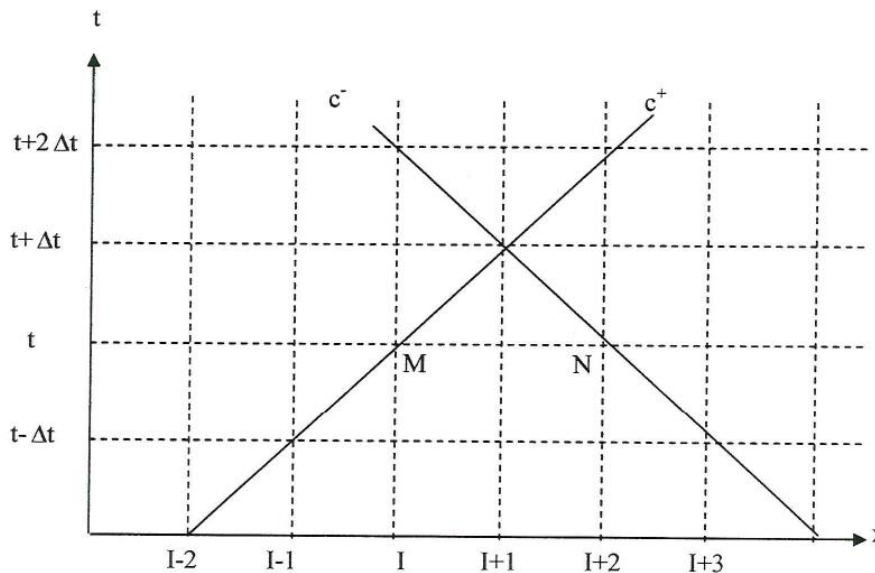


Figure II. 33. Discrétisation

Le long de la caractéristique de pente +a (c'est à dire pour le cas où dx est égal à +adt) dite caractéristique c+, on a :

$$d \left[y + \frac{a}{gS} Q \right] + j dx = 0 \quad (\text{II.168})$$

Le long de la caractéristique de pente -a dite caractéristique c', on a :

$$d \left[y - \frac{a}{gS} Q \right] - j dx = 0 \quad (\text{II.169})$$

Supposons connue l'ensemble des grandeurs H t Q le long de la conduite au temps t. intégrons l'équation (II.169) le long de la caractéristique c*, passant par le point M de coordonnées I et t (voir figure II.29), entre deux instants t et t+At.

$$\int dy + \frac{a}{gS} \int dQ + \int j dx = 0 \quad (\text{II.170})$$

D'où :

$$j = \frac{\lambda}{2gDS^2} Q|Q| = BQ|Q| \quad (\text{II.171})$$

soit encore:

$$j = BQ|Q| \quad (\text{II.172})$$

avec:

$$B = \frac{\lambda}{2gDS^2} \quad (\text{II.173})$$

donc en intégrant (II.165) tout en posant :

$$R = \frac{a}{gS} \quad (\text{II.174})$$

Et compte tenu de (II.173) on aura :

$$[y_{i+1} - y_i] + R[Q_{i+1} - Q_i] + B \int Q |Q| dx = 0 \quad (\text{II.175})$$

Comme on ne dispose point de la fonction $Q(x)$, la dernière intégrale sera calculée par voie explicite ou en d'autres termes on supposera que le débit q est constant pendant ce laps de temps Δt et est égal à Q_i :

$$[y_{i+1} - y_i] + R[Q_{i+1} - Q_i] + T Q_i |Q_i| = 0 \quad (\text{II.176})$$

avec :

$$T = B[x_{i+1} - x_i] \quad (\text{II.177})$$

Soit encore :

$$T = B \Delta x \quad (\text{II.178})$$

Regroupons les termes correspondants au point $(i + 1)$ dans le premier membre et ceux correspondants au point i dans le second membre :

$$Y_{i+1} + R Q_{i+1} = CP$$

$$CP = Y_i + Q_i [R - T |Q(i)|] \quad (\text{II.179})$$

Procédons comme précédemment pour intégrer l'équation (II.165), on trouvera le long d'une caractéristique C :

$$Y_{i+1} - R Q_{i+1} = CM \text{ avec : } CM = Y_{i+2} + Q_{i+2} [R - T Q|(i+2)|]$$

Cette méthode qui représente parfaitement le phénomène physique, présente l'inconvénient d'être difficile à mettre en œuvre dans le cas général.

Il existe une méthode numérique nommé méthode des différences finies qui fera l'objet de notre attention.

II.6.3.2 Méthode des différences finies :

La méthode de différences finies est l'une des méthodes numériques les plus couramment utilisées dans la résolution approchée des problèmes liés à la propagation des ondes.

II.6.3.2.1 Principe de la méthode des différences finies :

L'équation de l'écoulement est remplacée par une expression approximative de différences finies. Ces approximations sont obtenues par développement en série de Taylor. La méthode des différences finies se fonde sur:

- La discrétisation ;
- Approximation des équations différentielles par des équations algébriques linéaires.
- La construction d'un maillage (schéma) pouvant être uniforme selon le domaine de calcul.

La méthode des différences finies fournit une approximation en un nombre fini de points du domaine d'étude. Pour cela, on commence par établir un maillage du plan.

Considérons les équations suivantes :

$$x = i. \Delta x ; y = k. \Delta t ; i = 1, 2 \dots \dots \dots i_{max} ; k = 1, 2 \dots \dots \dots k_{max} \quad (\text{II.180})$$

i et k sont des entiers, les points d'intersections des différentes droites sont dits: nœuds du maillage (voir figure II.30).

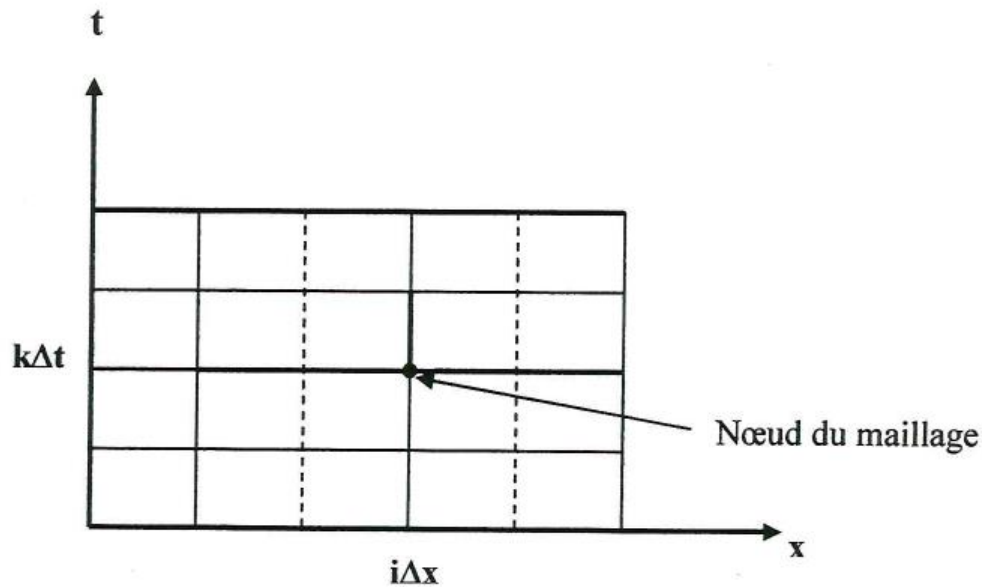


Figure II. 34. Schéma au différence finie

II.6.3.2.2. Approximation par des différences finies :

Soit une fonction de deux variables indépendantes x et t , notée f continue et dérivable, en négligeant les termes d'ordres élevés, on peut écrire:

$$\begin{cases} f(x + \Delta x, t) = f(x, t) + \Delta x \frac{\partial f(x, t)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 f(x, t)}{\partial x^2} + o(\Delta x^3) \\ f(x - \Delta x, t) = f(x, t) - \Delta x \frac{\partial f(x, t)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 f(x, t)}{\partial x^2} + o(\Delta x^3) \end{cases} \quad (\text{II.181})$$

A partir de l'expression (II.181), nous pouvons tirer la valeur approximative de la dérivée par rapport à x .

L'expression (II.181) est une approximation de par différence avant avec une erreur $\frac{\partial f}{\partial x}$ de l'ordre de Δx .

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial x} \approx \frac{f(x + \Delta x, t) - f(x, t)}{\Delta x} \quad (\text{II.182})$$

A partir de l'expression (II.18), nous pouvons tirer d'une autre manière la valeur approximative de la dérivée par rapport à x .

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial x} \approx \frac{f(x, t) - f(x - \Delta x, t)}{\Delta x} \quad (\text{II.183})$$

L'expression (IV.46) est une approximation de une erreur de l'ordre de $\frac{\partial f}{\partial x}$ par différence arrière avec Δx .

A partir des expressions (IV.43) et (IV.44), nous aurons:

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial x} \approx \frac{f(x + \Delta x, t) - f(x - \Delta x, t)}{2\Delta x} \quad (\text{II.184})$$

L'expression (IV.47) est une approximation de par différence centrée avec $\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$ une erreur de l'ordre de Δx^2 .

Les expressions (IV.43) et (IV.44) permettent à écrire la relation suivante:

$$\frac{\partial^2 f(x, t)}{\partial x^2} \approx \frac{[f(x + \Delta x, t) - 2f(x, t) + f(x - \Delta x, t)]}{\Delta x^2} \quad (\text{II.185})$$

L'expression (IV.48) est une approximation $\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$ de avec une erreur de l'ordre de Δx^2 .

De la même manière, nous pouvons écrire les relations suivantes :

- Approximation par différence avant:

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} \approx \frac{f(x, t + \Delta t) - f(x, t)}{\Delta t} \quad (\text{II.186})$$

Approximation par une différence arrière :

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} \approx \frac{f(x, t) - f(x, t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (\text{II.187})$$

Approximation par une différence

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} \approx \frac{f(x, t + \Delta t) - f(x, t - \Delta t)}{2\Delta t} \quad (\text{II.188})$$

II.6.3.2.3. Schémas aux différences finies :

En fonction des approximations utilisées dans la discrétisation, deux formes de schémas peuvent apparaître : Schéma explicite et schéma implicite.

a- Schéma explicite:

Le terme explicite provient du fait que l'on peut exprimer explicitement à chaque pas d'espace de calcul, la valeur à calculer au temps $t+\Delta t$ en fonction des valeurs déjà calculées au temps t . On peut calculer les valeurs inconnues de proche en proche en progressant sur tous les pas d'espace et de temps. Dans ce cas, la résolution est dite horizontale. D'autre part, il est possible de progresser dans le schéma en calculant toutes les valeurs inconnues sur tous les pas de temps et pas d'espace. Dans ce cas, la résolution est dite verticale.

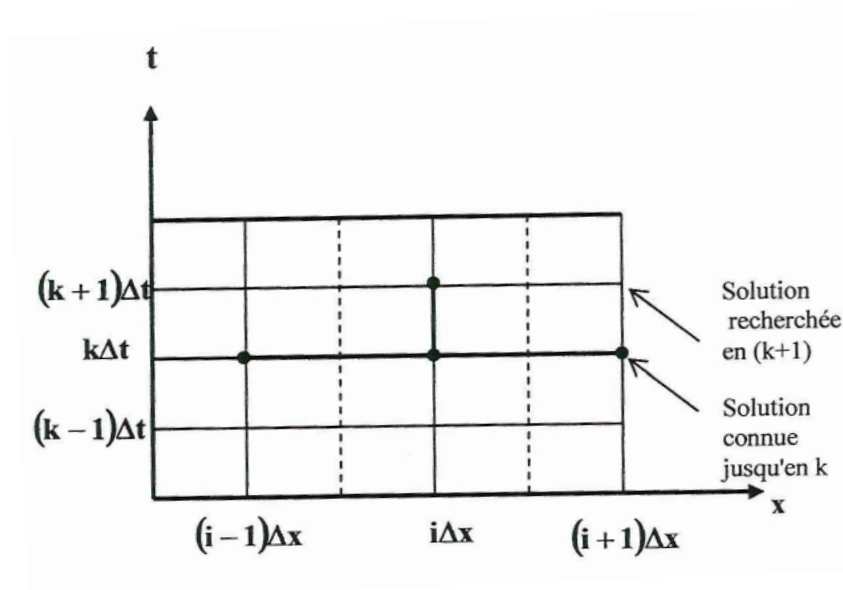


Figure II. 35. Evolution du schéma explicite

b- Schéma implicite:

Les schémas sont dits implicites lorsque les différentielles de la fonction par rapport à x s'expriment en fonction du pas de temps $t + \Delta t$

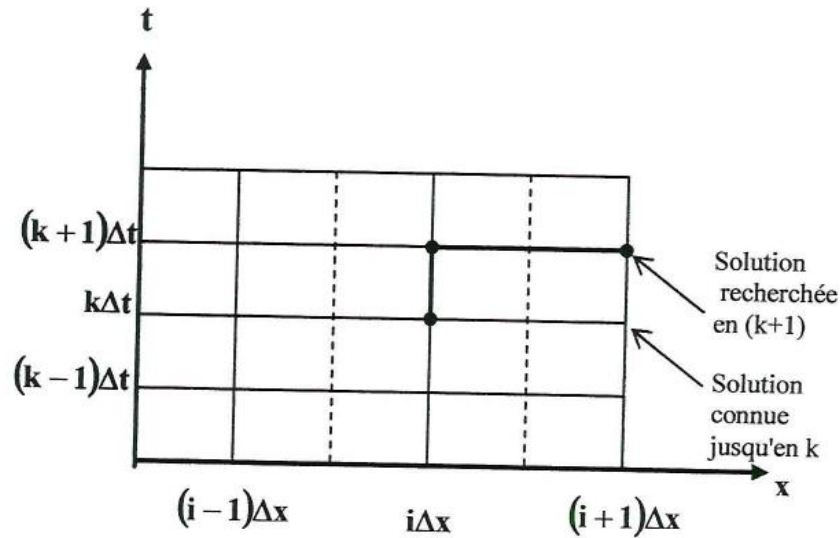


Figure II. 36. Evolution du schéma implicite

II.6.4. Transformation des équations d'Allievi en différences finies :

Dans le cas d'une conduite horizontale, le système D'Allievi s'écrit comme suit :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial y}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{g}{a^2} \frac{\partial y}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.189})$$

II.6.4.1 Approximation par différence avant :

$$\begin{cases} \frac{u(x,t+\Delta t) - u(x,t)}{\Delta t} + g \frac{y(x+\Delta x,t) - y(x,t)}{\Delta x} = 0 \\ \frac{u(x+\Delta x,t) - u(x,t)}{\Delta x} + \frac{g}{a^2} \frac{y(x,t+\Delta t) - y(x,t)}{\Delta t} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.190})$$

En utilisant la figure II.32, nous pouvons écrire:

$$\begin{cases} \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j}}{\Delta t} + g \frac{y_{i+1,j} - y_{i,j}}{\Delta x} = 0 \\ \frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{\Delta x} + \frac{g}{a^2} \frac{y_{i,j+1} - y_{i,j}}{\Delta t} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.191})$$

II.6.4.2 Approximation par différence arrière :

$$\begin{cases} \frac{u(x,t)-u(x,t-\Delta t)}{\Delta t} + g \frac{y(x,t)-y(x-\Delta x,t)}{\Delta x} = 0 \\ \frac{u(x,t)-u(x-\Delta x,t)}{\Delta x} + \frac{g}{a^2} \frac{y(x,t)-y(x,t-\Delta t)}{\Delta t} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.192})$$

En utilisant la figure II.32, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \frac{u_{i,j} - u_{i,j-1}}{\Delta t} + g \frac{y_{i,j} - y_{i-1,j}}{\Delta x} = 0 \\ \frac{u_{i,j} - u_{i-1,j}}{\Delta x} + \frac{g}{a^2} \frac{y_{i,j} - y_{i,j-1}}{\Delta t} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.193})$$

II.6.4.3 Approximation par différence centrée :

$$\begin{cases} \frac{u(x,t+\Delta t)-u(x,t-\Delta t)}{\Delta t} + g \frac{y(x+\Delta x,t)-y(x-\Delta x,t)}{\Delta x} = 0 \\ \frac{u(x+\Delta x,t)-u(x-\Delta x,t)}{\Delta x} + \frac{g}{a^2} \frac{y(x,t+\Delta t)-y(x,t-\Delta t)}{\Delta t} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.194})$$

En utilisant la figure II.33, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j-1}}{\Delta t} + g \frac{y_{i+1,j} - y_{i-1,j}}{\Delta x} = 0 \\ \frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{\Delta x} + \frac{g}{a^2} \frac{y_{i,j+1} - y_{i,j-1}}{\Delta t} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.195})$$

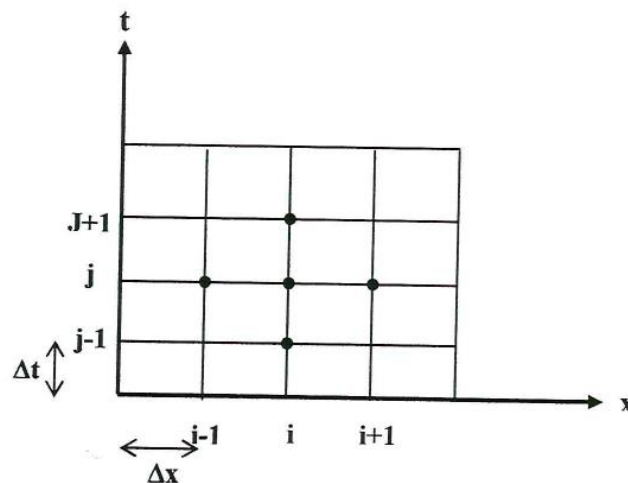


Figure II. 37. Approximation par différences finies

II.6.5. Conditions aux limites et conditions initiales :

Les conditions initiales se réfèrent à l'état initial de l'écoulement décrivant : La pression, la vitesse aux différents points de la conduite à l'instant $t=0$. Le choix de ces conditions permet de déterminer le problème physique à étudier. Les conditions aux limites dépendent de la pression, de la vitesse au niveau de la vanne et au niveau du réservoir.

Les équations aux caractéristiques sont insuffisantes pour décrire l'écoulement non permanent, ce qui explique pourquoi nous allons définir ci-après les conditions limites dont nous aurons besoin pour le reste du travail.

II.6.5.1 Conditions aux limites au niveau d'un réservoir d'alimentation à niveau constant

Pour mettre en évidence les bonnes conditions aux limites à la sortie d'un réservoir, il faut d'abord supposer que le réservoir est de grandes dimensions afin de négliger la variation du plan d'eau à l'intérieur de celui-ci lors de la génération de l'écoulement transitoire.

$H(1)=H_R$ en négligeant les pertes de charge à l'entrée du réservoir ainsi que la hauteur due à l'énergie cinétique donnée par l'expression suivante : $\frac{u_0^2}{2g} \approx 0$ où H_R est le niveau du plan d'eau dans le réservoir et $H(1)$ est la charge relative au niveau de l'orifice du réservoir.

Lorsque une vanne est placée à l'extrémité aval de la conduite et elle est subitement fermée, une onde de surpression est générée pour se propager vers le réservoir où elle sera réfléchiée en une onde de dépression dont l'équation dans le plan (Q,H) s'écrit :

$$\begin{cases} CN = H(1) - R \cdot Q(1) \Rightarrow CN = H_R - R \cdot Q(1) \\ \text{ou } CN = H(2) - Q(2)(R - T \cdot |Q(2)|) \end{cases} \quad (\text{II.196})$$

$H(2)$ et $Q(2)$ sont des quantités calculées au temps (t) donc :

$$Q(1) = (H_R - CN)/R$$

II.6.5.2 Conditions aux limites au niveau d'une vanne placée à l'extrémité d'un réseau d'adduction

Les systèmes hydrauliques sont équipés de vannes qui contribuent à une bonne gestion. Cependant, la manière dont ils sont manipulés peut conduire à des perturbations indésirables

affectant tous les paramètres hydrauliques. A cet effet, et du fait de sa présence en bout de canalisation ou à des endroits particuliers, le calcul de la pression et du débit à ce noeud se fait en fonction de la caractéristique positive du noeud précédent et Ainsi, les équations de ce noeud s'écrivent comme suit:

$$\begin{cases} H(n) + R \cdot Q(n) = CP \\ CP = H(n-1) + R \cdot Q(n-1)(R - T \cdot |Q(N-1)|) \\ Q(n) = (CP - H(n))/R \end{cases} \quad (\text{II.197})$$

Toutefois, dans le cas où la fermeture est commandée le débit à la vanne suit, au fil du temps, une fonction dépendant de la loi de fermeture choisie et dans ce cas la charge totale à la vanne prend la relation suivante :

$$H(n) = CP - R \cdot Q(n) \quad (\text{II.198})$$

Le débit au noeud N est étroitement lié à la vitesse moyenne d'écoulement à travers la vanne. Cette vitesse peut prendre des lois concave, linéaire ou convexe. Pour cela, il primordial de la clarifier en donnant sa relation.

$$u_f = (u_0 - u_\tau) \left[1 - \left(\frac{i \Delta t}{Ct} \right)^m \right] + u_\tau \quad (\text{II.199})$$

Où $0 \leq i \leq N$, $t = N \cdot \Delta t$, $0 \leq m \leq \infty$, u_0 est la vitesse initiale, u_τ est la vitesse du fluide à la fin de l'opération de fermeture, Δt est le pas du temps et m est un exposant déterminant le type de la loi de fermeture de la vanne.

* $m = 0$, la loi de fermeture est instantanée et la vitesse passé instantanément de la valeur en écoulement permanent à une valeur finale égale à zéro en écoulement transitoire ($Ct = 0$, $Q(n) = 0$ et $H(n) = CP$).

* $1 < m < \infty$, les lois de fermeture sont de types convexes où la vitesse moyenne se caractérise par une faible diminution du débit au début du temps de fermeture (Ct) et une augmentation rapide au dernier temps de fermeture.

* $0 < m < 1$, les lois de fermeture suivent des fonctions concaves où la vitesse moyenne d'écoulement se caractérise par une forte décroissance initiale au premier temps de fermeture (Ct), suivie d'une décroissance lente la plupart du reste temps.

* $m = 1$, la loi de fermeture suit une loi linéaire dans laquelle la vitesse d'écoulement moyenne entre en réduction uniforme pendant toute la durée de la fermeture [21][32].

II.6.5. Conclusion

Les deux équations de Saint- Venant sont obtenues, en appliquant les équations de la continuité et de la quantité de mouvement, permettent de traduire tous les mouvements transitoires dans les conduites sous pression. Elles permettent également de fournir certaines grandeurs physiques, tels que les relations de la célérité d'onde de la vitesse et de la pression en fonction du temps. Après avoir mis en évidence toutes les grandeurs physiques de ces équations nous avons choisi la méthode des caractéristiques pour en résoudre vu sa robustesse. Nous avons donné les relations des conditions aux limites nécessaires pour entamer, d'une manière aisée, la partie de quantification des paramètres hydrauliques en écoulement transitoire, afin d'arriver à la protection de la canalisation en dimensionnant les moyens amortissant ce phénomène.

Chapitre III

Résultats et analyses

Chapitre III :Résultats et analyses**III.1. Introduction**

Le coup de bélier est un phénomène de surpression qui apparaît lors de la variation soudaine de la vitesse d'un liquide, suite à une fermeture/ouverture rapide d'une vanne, d'un robinet ou au démarrage/arrêt d'une pompe. Cette surpression peut être importante ; elle engendre souvent un bruit caractéristique, et peut conduire à la rupture de la conduite dans les grandes installations, du fait de la quantité de fluide en mouvement. Il a été constaté que la défaillance des tuyaux en polymère est un problème complexe [103–105].

Dans de nombreux cas, on veille simplement à ce qu'ils soient maintenus par un fort surdimensionnement, ce qui donne une marge de sécurité que l'on estime suffisante sans bien la connaître. Plutôt que d'introduire des coefficients de sécurité empiriques à tous les niveaux (fabrication, utilisation), il semble qu'une méthode plus efficace consiste à effectuer un véritable calcul de sécurité pour prédire l'évolution de la structure dans les cas les plus défavorables. La marge de sécurité peut alors être définie en toute connaissance de cause. Parallèlement, des études récentes ont conclu que la stratégie à base de composés polyéthylène haute densité et basse densité (PEHD-PEBD) à section courte en ligne fournissait une atténuation substantielle de l'amplitude de la pression [106,107].

Les polymères semi-cristallins sont des matériaux à microstructure complexe, composée d'une phase amorphe désordonnée à caractère visqueux et d'une phase cristalline structurée. La coexistence et l'interaction de ces deux phases de natures très différentes sont à l'origine de la complexité de leur comportement macroscopique, classé comme un comportement élastoviscoplastique [108,110].

Dans les modèles micromécaniques, les phases cristalline et amorphe dans les polymères semi-cristallins, y compris le PEHD, sont modélisées séparément en raison de leurs caractéristiques spécifiques différentes, et les deux phases sont combinées pour former un modèle homogénéisé représentant le matériau en vrac. Par conséquent, les modèles micromécaniques sont capables d'étudier le lien entre les propriétés mécaniques et la composition chimique du matériau. Les modèles macromécaniques sont généralement des modèles phénoménologiques, et les équations constitutives différentielles ou intégrales sont

exprimées en fonction de la contrainte, du taux de déformation et de la déformation ou du temps [111].

La présence d'une fissure dans une conduite soumise à une pression interne causée par le coup de bélier nécessite, pour des raisons évidentes de sécurité, de connaître précisément son degré de nocivité. Lorsque cette fissure se propage, il est important d'évaluer rapidement l'évolution de ce degré de nocivité de la structure fissurée. La résolution de ce type de problème, dans le cadre de la mécanique de la rupture, est classiquement effectuée par la méthode des éléments finis [112].

Il existe de nombreuses analyses numériques de la rupture tridimensionnelle, qui sont définitivement nécessaires pour mieux comprendre le comportement à la rupture des structures mécaniques [113,114].

Notre objectif est d'exposer et d'analyser les différentes voies d'études possibles par la détermination de l'intégrale J aux différentes positions sur le front de fissure (Φ), et de choisir l'approche la plus adéquate pour la description de nos tuyaux.

III.2. Modèles géométriques et matériaux

Dans cette étude, nous avons considéré quatre tuyaux en polyéthylène haute densité identiques de même géométrie utilisés pour l'eau potable (norme de référence : NF EN 12201) [115] soumis à des pressions internes et contenant des fissures semi-elliptiques de longueur ($2c$) et de profondeur (a), situées dans quatre positions différentes (Fig. III.1). Les caractéristiques géométriques du tuyau utilisé (Fig.III. 2) sont les suivantes : R_i (= 194,2 mm) est le rayon interne ; L (= 2000 mm) est la longueur ; et t (= 55,8 mm) est l'épaisseur de la paroi. Le matériau utilisé dans cette étude est un tuyau en polyéthylène haute densité (PE100) soumis à une pression nominale PN égale à 20 bars. Les propriétés élastiques correspondantes à température ambiante sont indiquées dans le Tableau 1.

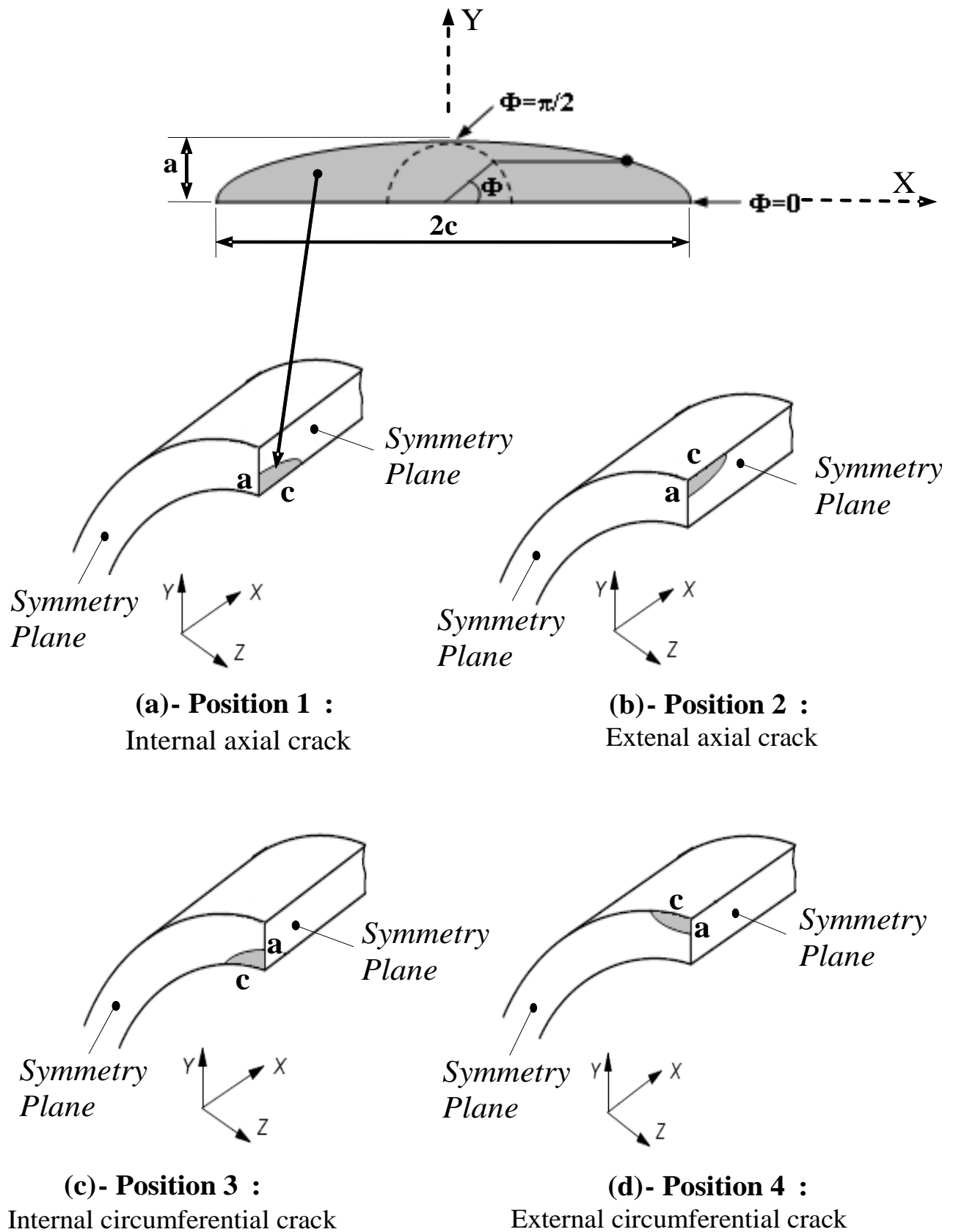


Figure III. 1. Représentation schématique des quatre modèles.

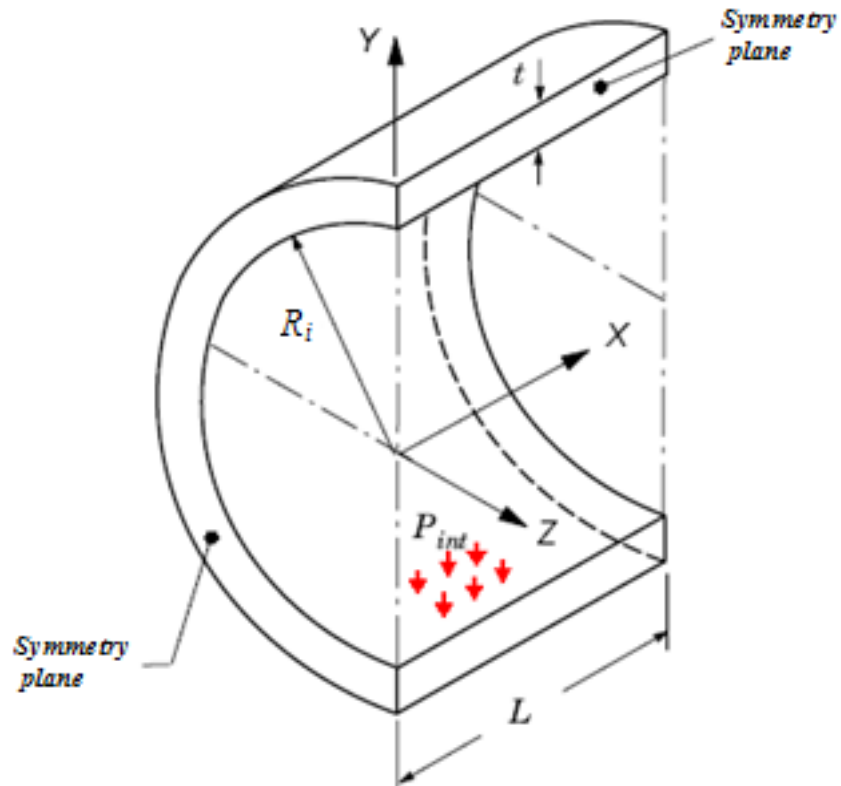


Figure III. 2. Représentation schématique d'un quart 1/4 du tuyau sous pression interne.

Tableau III. 1. Propriétés mécaniques du PEHD (PE100) [116]

Symbole	Propriétés	Valeurs
E	Module de Young	1200 MPa
σ_e	Limite élastique	25 MPa
ν	Coefficient de poisson	0.4
ρ	Densité	1560 Kg/m ³

III.3. Formulation de l'intégrale-J

L'intégrale-J est une méthode d'analyse de la mécanique de la rupture qui quantifie la vitesse de libération de l'énergie lors de la propagation d'une fissure dans un matériau. Elle a été développée pour évaluer la résistance à la rupture des matériaux sous chargement statique ou dynamique. La formulation de l'intégrale-J se base sur le concept de la densité d'énergie de déformation, qui représente l'énergie emmagasinée par unité de volume dans le matériau. L'intégrale-J est définie comme une intégrale de contour autour de la pointe de la fissure, qui calcule le taux de libération d'énergie par unité de surface de nouvellement créée lors de l'avancée de la fissure. Cette méthode permet d'étudier la propagation des fissures dans les matériaux de manière plus précise que les critères de contrainte ou de déformation maximale traditionnels. Elle est largement utilisée dans l'ingénierie pour évaluer l'intégrité structurale des composants soumis à des chargements mécaniques critiques.

La valeur locale du taux de libération d'énergie mécanique, notée $J(s)$, en chaque point "s" pour un mouvement arbitraire de la pointe de fissure (mais limité à l'avancement de la fissure le long de l'axe X_1) sous chargement dynamique général est donnée par (1) [117,118] :

$$J(s) = \lim_{\Gamma \rightarrow 0} \int_{\Gamma} \left[(W + T)n_1 - \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial X_1} n_j \right] d\Gamma \quad (\text{III.1})$$

Où: W et T sont respectivement les densités d'énergie de contrainte et d'énergie cinétique, σ_{ij} et u_i sont les composantes cartésiennes de la contrainte et du déplacement, Γ est un contour infiniment petit qui se trouve dans le plan normal principal en s , et n est le vecteur unitaire normal à Γ (voir Fig. III. 3).

Toutes les quantités de champ sont exprimées dans le système de coordonnées orthogonal local, X_1 - X_2 - X_3 , à l'emplacement "s" sur le front de fissure.

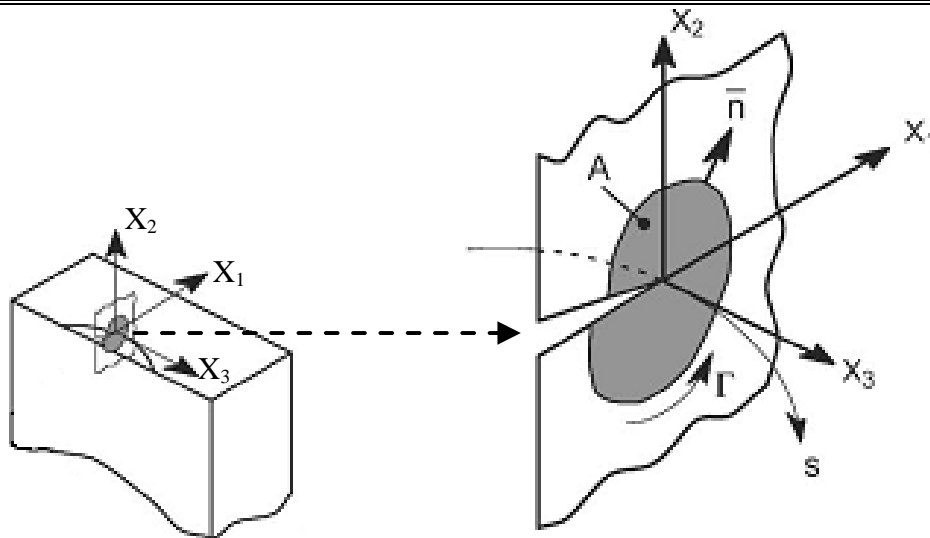


Figure III. 3. J integral in three dimensions (3-D)

III.4. Modélisation par éléments finis

Le maillage de la fissure et de son environnement voisin, c'est-à-dire de la zone d'intérêt, est plus raffiné [119-120]. Compte tenu des conditions de symétrie, seul un quart (1/4) du tuyau est modélisé, en utilisant des éléments linéaires tridimensionnels et des éléments spéciaux au front de la fissure, comme indiqué à la Fig. III. 4.

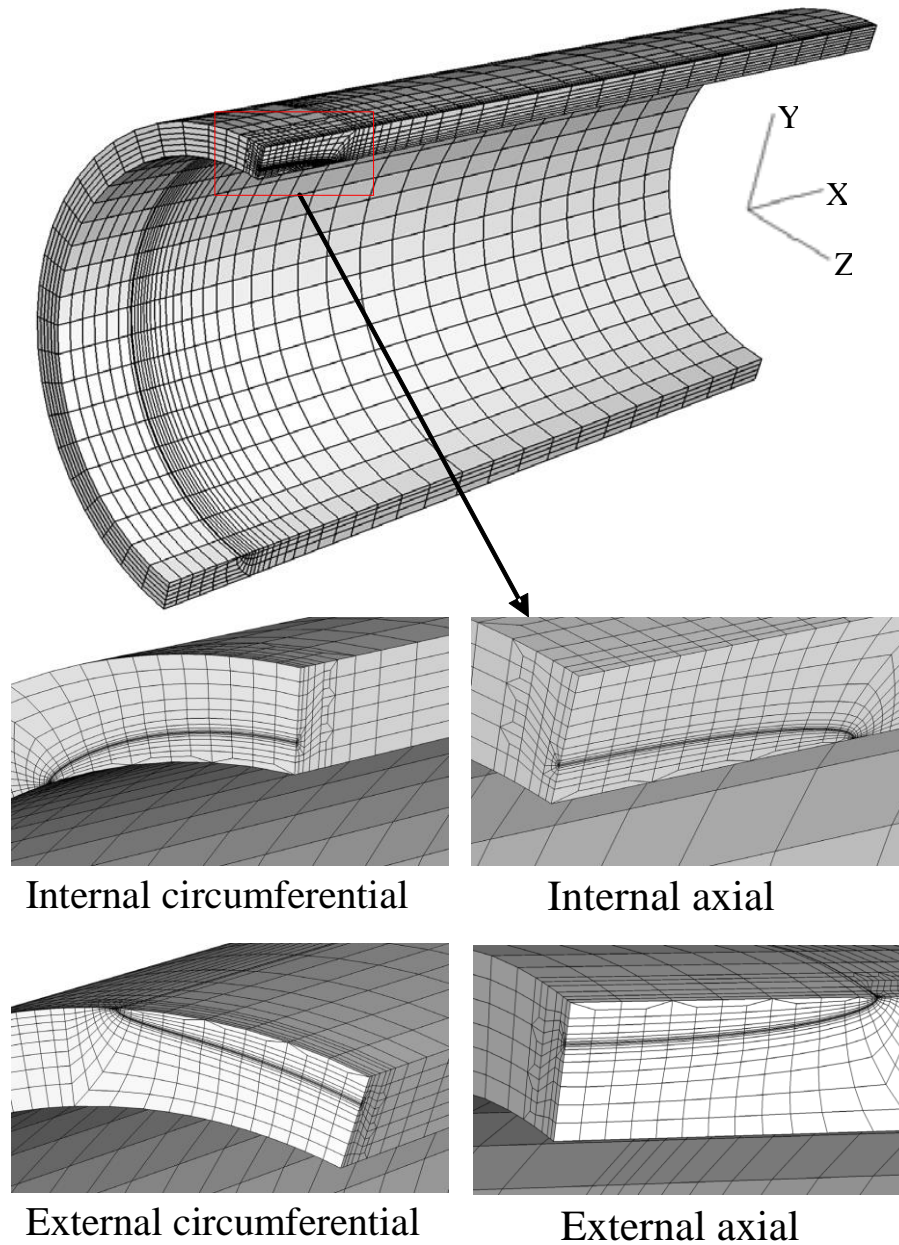


Figure III. 4. Modèle de maillage du tuyau et à proximité des pointes de fissure pour
Les quatres positions.

III.5. Résultats et discussions

III.5.1. Effet du coup de bélier

Dans cette section, nous avons analysé l'effet de la pression interne causée par le coup de bélier sur la variation de l'intégrale J. Nous avons effectué cette analyse sur un tuyau présentant une fissure longitudinale interne de configuration semi-elliptique avec $a/c = 0,1$ et $a/t = 0,1$. Selon la formule d'Allievi, la vitesse des ondes dans le cas des tuyaux en PEHD est donnée par la formule ci-dessous [121] :

$$a = \frac{9900}{\sqrt{48.3 + K \frac{D}{e}}} = 351.12 \text{ m/s} \quad (\text{III.2})$$

Où :

a : vitesse de l'onde (m/s) ;

K : coefficient dépendant de la nature de la conduite, $K = 10^5 / E$ ($E = 1200$ MPa est le module d'Young de la conduite choisie en MPa), donc pour notre cas le coefficient $K = 83,33$ [121] ;

D : diamètre extérieur de la conduite ;

t : épaisseur de la conduite.

Selon la formule de Joukovski [121], la différence de pression causée par le phénomène du coup de bélier, dans le cas d'une fermeture totale rapide, est égale à :

$$\Delta H = \frac{a \cdot u_0}{g} \quad (\text{III.3})$$

Où :

g : accélération due à la gravité (m/s^2) ;

a : vitesse de l'onde (m/s) ;

u_0 : vitesse initiale de l'écoulement (m/s), telle que : $u_0 = Q/S$

Avec :

Q : débit volumique (m^3/s), pour notre cas $Q = 0,15 \text{ m}^3/\text{s}$, ce débit est assuré par deux pompes qui fonctionnent simultanément avec un débit $Q = 75 \text{ l/s}$ pour chacune ;

S : section de la conduite (m^2).

La vitesse d'écoulement initiale (m/s) est égale à :

$$u_0 = \frac{0.15}{0.11848088} = 1.26 \text{ m/s} \quad (\text{III.4})$$

Par conséquent, la charge totale tenant compte du coup de bélier est donnée par l'équation ci-dessous [121]:

$$H_T = H_g + \Delta H \quad (\text{III.5})$$

with:

H_g : différence de hauteur géodésique en mètres entre le point de départ et le point le plus haut.

ΔH : charge causée par le coup de bélier en mètres (m)

Donc, la charge prenant en compte le coup de bélier :

$$H_T = H_g + \frac{a.u_0}{g} = 0 + \frac{351.12 \times 1.26}{10} = 44.24 \text{ m} \quad (\text{III.6})$$

La pression maximale causée par le phénomène de coup de bélier est égale à :

$$P_{\max} = P_N + P_T \quad (\text{III.7})$$

from where:

$$P_T = H_T \times 0.1 = 4.42 \text{ bars}$$

$$P_{\max} = 20 + 4.42 = 24.42 \text{ bars}$$

Avec :

P_{\max} : la pression maximale (bars) ;

P_N : la pression nominale (bars) ; et

P_T : la valeur de la pression causée par le coup de bélier (bars).

Nous constatons que la pression maximale causée par le coup de bélier est égale à 24,42 bars, soit une différence de pression de 4,42 bars. Dans la Figure. III. 5, nous avons illustré l'effet de cette pression sur l'intégrale J. L'analyse de ces résultats nous permet de conclure que la pression causée par le phénomène du coup de bélier peut provoquer une énorme augmentation

des valeurs de l'intégrale J sur toutes les positions du front de fissure et en particulier sur le front de fissure $\Phi = 0^\circ$. Cela montre que la fissure peut s'amorcer et se propager plus facilement dans la direction X que dans la direction Y, une fois que ces valeurs de cette intégrale dépassent le seuil critique. Ce phénomène peut entraîner la rupture soudaine de la conduite assurant le transport de l'eau. Par conséquent, on peut conclure que le coup de bélier peut nuire à nos tuyaux en raison de l'effet néfaste de l'augmentation soudaine de la pression interne.

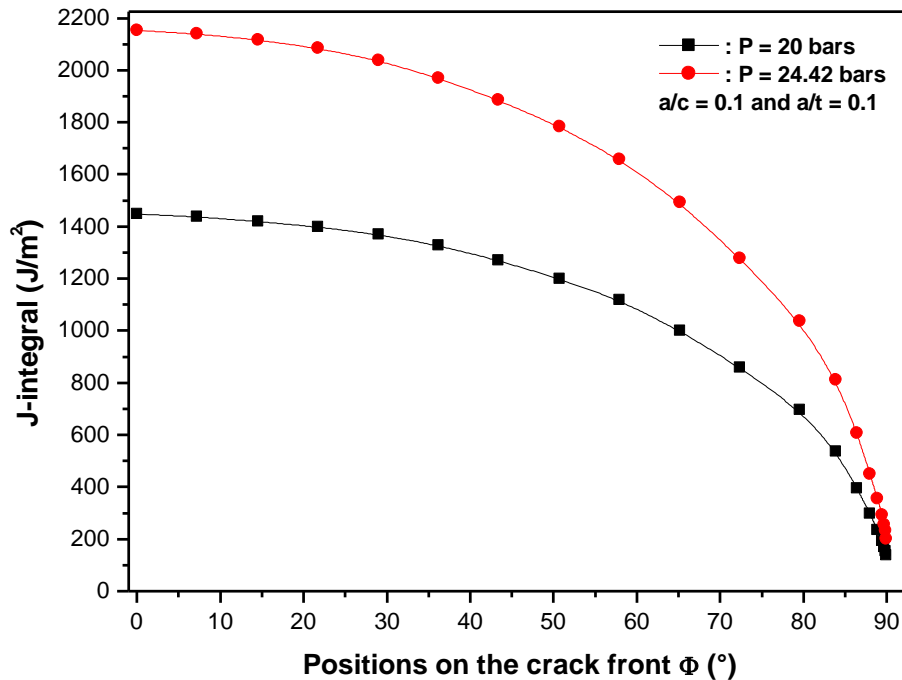


Figure III. 5. Influence of the pressure caused by the water hammer on the integral J

III.5.2. Effet de la position de la fissure

L'objectif de cette partie de notre étude est d'analyser l'influence de la position de la fissure sur la valeur de l'intégrale J. Nous avons considéré quatre tuyaux identiques en polyéthylène haute densité (PEHD) de même géométrie (Fig. III. 2) soumis à des pressions internes de 24,42 bars causées par le phénomène du coup de bélier et contenant des fissures semi-elliptiques de longueur ($2c$) et de profondeur (a), telles que $a/c = 0,1$, situées dans quatre positions différentes (Fig. III. 1).

La figure. III 6 illustre la variation de l'intégrale J sur les différentes positions du front de fissure (Φ) et pour les quatre configurations des fissures étudiées. L'analyse de cette figure montre que la position 1 (Fig. III. 1a) conduit à des valeurs maximales de l'intégrale J, ce qui signifie qu'une

fissure longitudinale interne a tendance à se propager plus facilement que celles des autres positions de fissure (Fig. III. 1 b, c, d). Il est évident que le maximum de cette intégrale est atteint pour le front de fissure $\Phi = 0^\circ$ quelle que soit la position de la fissure.

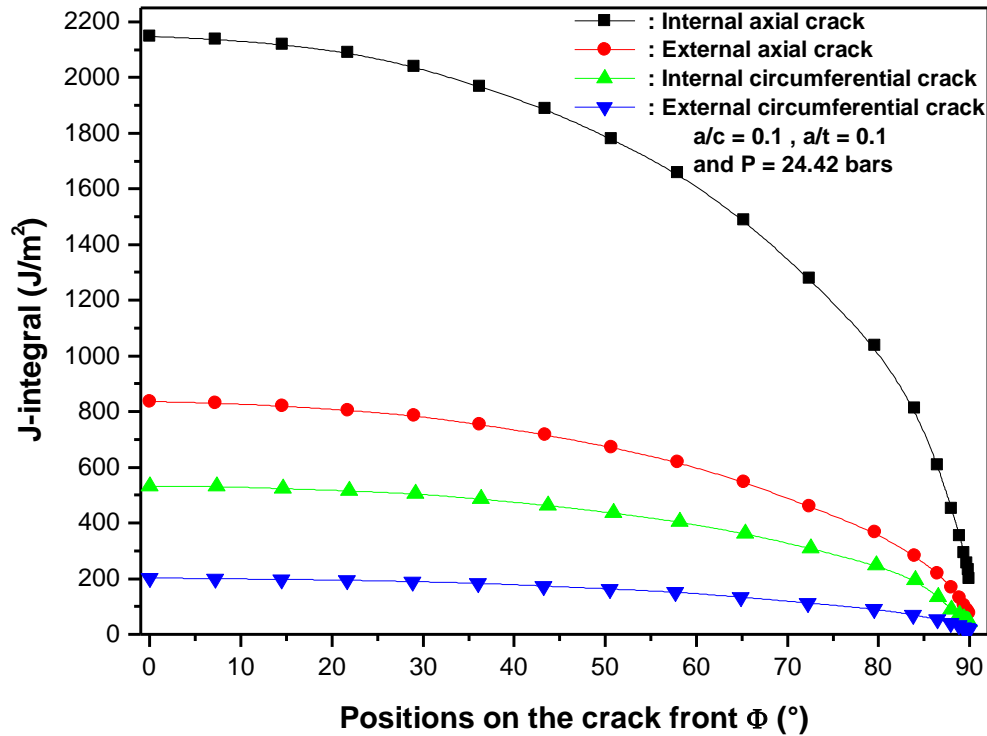


Figure III. 6. Influence de la position de la fissure sur l'intégrale J

III.5.3. Effet de la vitesse d'écoulement

La vitesse d'écoulement est un paramètre physique essentiel dans le transport de l'eau. Il est donc important d'analyser l'effet de ce paramètre sur la durabilité de la conduite. Cette étude a été réalisée sur un tuyau présentant une fissure longitudinale interne avec la valeur maximale de l'intégrale J. Pour effectuer cette analyse, nous avons utilisé les mêmes conditions géométriques que l'analyse précédente, pour laquelle nous avons choisi trois vitesses d'écoulement différentes : 1,00 m/s, 1,26 m/s et 1,5 m/s. Les résultats obtenus sont représentés dans la figure. III. 7. Dans cette figure, nous avons représenté la variation de l'intégrale J en fonction des positions sur le front de fissure. L'analyse de cette figure nous permet de dire que quelle que soit la vitesse d'écoulement utilisée, la valeur de l'intégrale J diminue à mesure que l'on se rapproche du front de fissure $\Phi = 90^\circ$. La valeur maximale de cette intégrale est marquée sur la position $\Phi = 0^\circ$, ce qui indique que la fissure peut s'amorcer et se propager plus facilement dans la direction X que

dans la direction Y. Nous constatons qu'une augmentation de la vitesse d'écoulement entraîne une augmentation de l'intégrale J au niveau du front de fissure. Il existe donc une vitesse d'écoulement critique au-delà de laquelle la variation de l'intégrale J est très sensible. Des vitesses d'écoulement supérieures à cette valeur critique peuvent entraîner une propagation rapide de la fissure et donc une défaillance du matériau.

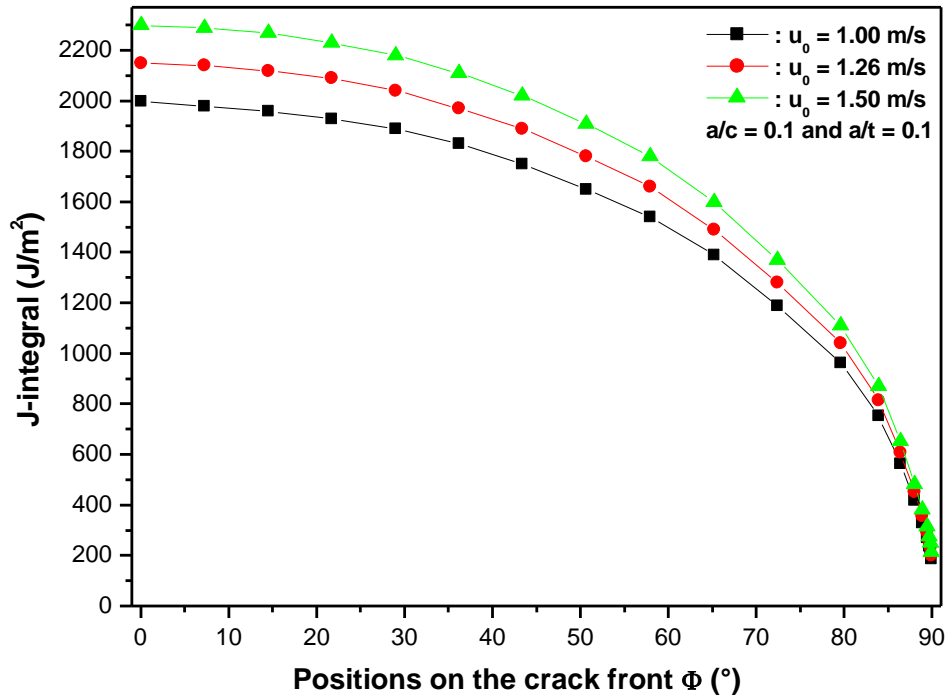


Figure III. 7. Influence de la vitesse d'écoulement sur l'intégrale J

III.5.4. Effet de la configuration de la fissure

Dans cette section, nous avons étudié l'influence de la configuration de la fissure sur la variation de l'intégrale J. Cette étude a été réalisée sur un tuyau soumis à une pression interne engendrée par le coup de bélier égale à 24,42 bars contenant une fissure interne longitudinale et un rapport a/t égal à 0,1. Cet effet est illustré par la Fig. III. 8, dans laquelle nous avons présenté la variation de l'intégrale J en fonction des positions sur le contour de la fissure pour cinq configurations différentes (a/c = 0,1, 0,3, 0,5, 0,7 et 0,9). Nous avons observé à partir de cette figure que la configuration de la fissure a un effet significatif sur les valeurs de l'intégrale J en effet. Les défauts qui ont des configurations semi-elliptiques présentent des valeurs élevées de l'intégrale J au niveau de la face $\Phi = 0^\circ$, cette intégrale devient moins importante dans la position $\Phi = 90^\circ$ ce qui montre que la fissure peut démarrer et se propager plus facilement le long de la

direction X que le long de la direction Y. Le cas inverse est observé pour les fissures de configuration semi-circulaire (a/c tend vers l'unité), ce qui montre clairement que pour ces configurations, la fissure se propage mieux le long de la direction Y que le long de la direction X.

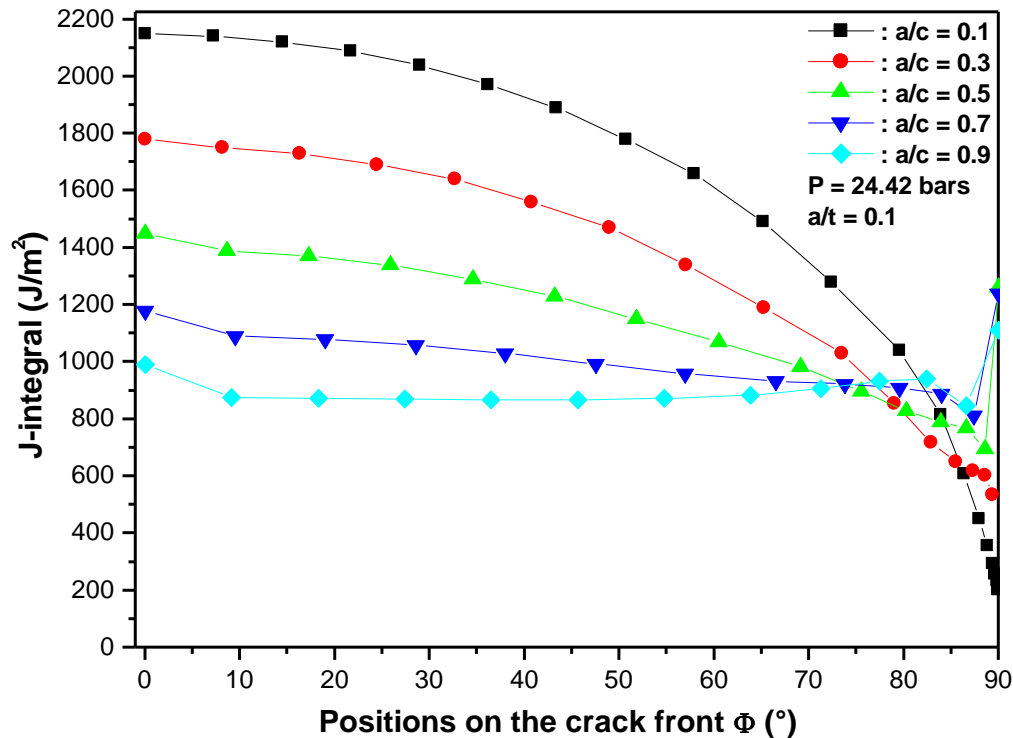


Figure III. 8. Influence de la configuration de la fissure sur l'intégrale J

III.5.5. Effet de la nature du matériau

Dans cette partie, nous avons étudié l'effet de la nature du matériau sur la durabilité de la conduite. Cette analyse a été effectuée sur deux conduites de différents matériaux, le PEHD (Polyéthylène Haute Densité) et le PVC (polychlorure de vinyle), soumises à deux pressions différentes : une pression de service égale à 20 bars et une pression interne engendrée par le coup de bélier égale à 24,42 bars. Les conduites utilisées dans cette section contiennent des fissures longitudinales internes de deux configurations différentes : semi-elliptique avec $a/c = 0,1$ et semi-circulaire avec $a/c = 0,9$, le rapport a/t étant constant et égal à 0,1 pour les deux configurations.

Les résultats obtenus, illustrés par les figures III.9, III.10, III.11 et III.12, montrent qu'une diminution du module de Young du matériau favorise une propagation facile du défaut, comme

dans le cas d'une structure en PEHD ($E = 1200$ MPa). En revanche, pour le cas d'une structure en PVC ($E = 3496$ MPa), l'avancement de la fissure est faible, comme le montrent les faibles valeurs de l'intégrale J. On constate donc qu'une augmentation du module de Young entraîne une meilleure résistance à la propagation des fissures. Nos observations à partir des figures montrent que la configuration de la fissure a un effet significatif sur les valeurs de l'intégrale J.

Les défauts avec une configuration semi-elliptique (Fig. III.9 et Fig. III.11) présentent des valeurs élevées de l'intégrale J au niveau de la face à $\Phi = 0^\circ$. Cependant, cette intégrale devient moins importante dans la position $\Phi = 90^\circ$, ce qui indique que la fissure peut démarrer et se propager plus facilement le long de la direction X que le long de la direction Y.

À l'inverse, pour les fissures de configuration semi-circulaire (où le rapport a/c tend vers 1), la fissure se propage mieux le long de la direction Y que le long de la direction X (Fig. III.10 et Fig. III.12).

Cela montre clairement que la configuration de la fissure a un effet important sur la propagation de la fissure. En résumé, la forme de la fissure influence de manière significative les valeurs de l'intégrale J et la direction de propagation de la fissure.

On observe également que, quelle que soit la nature du matériau et la configuration de la fissure, la pression engendrée par le coup de bélier entraîne une intensification des valeurs de l'intégrale J, ce qui favorise la propagation de la fissure.

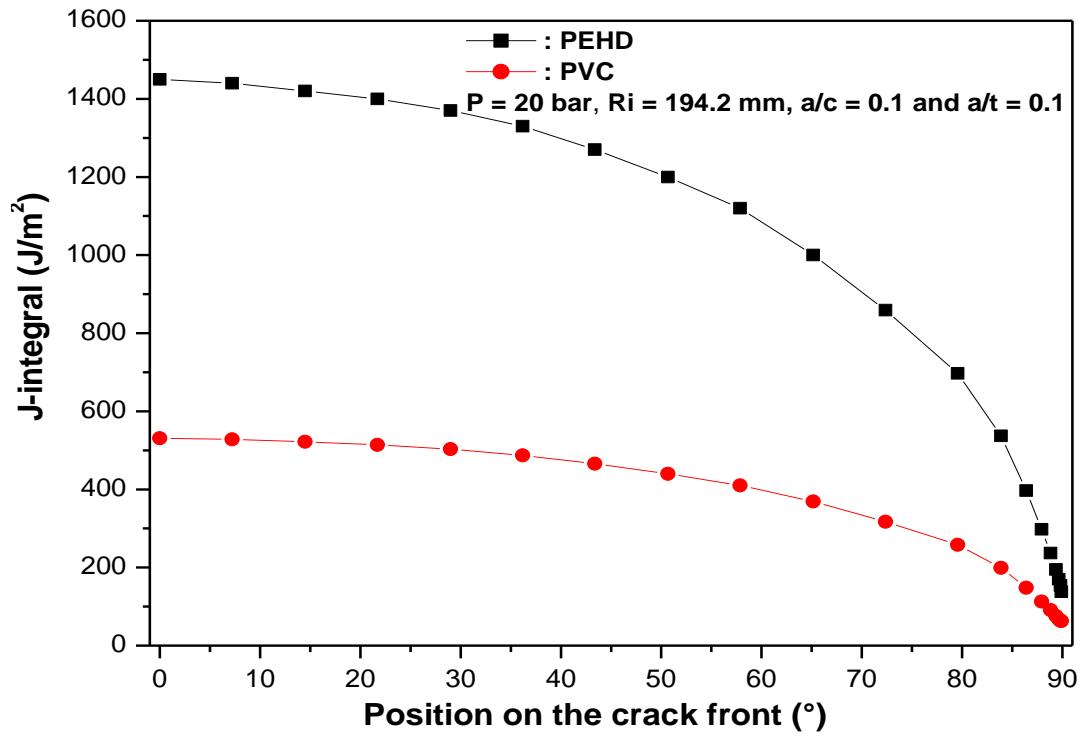


Figure III. 9. Influence de la nature du matériau sur l'intégrale J pour (P = 20 bars, Ri = 194,2 mm et a/c = 0,1)

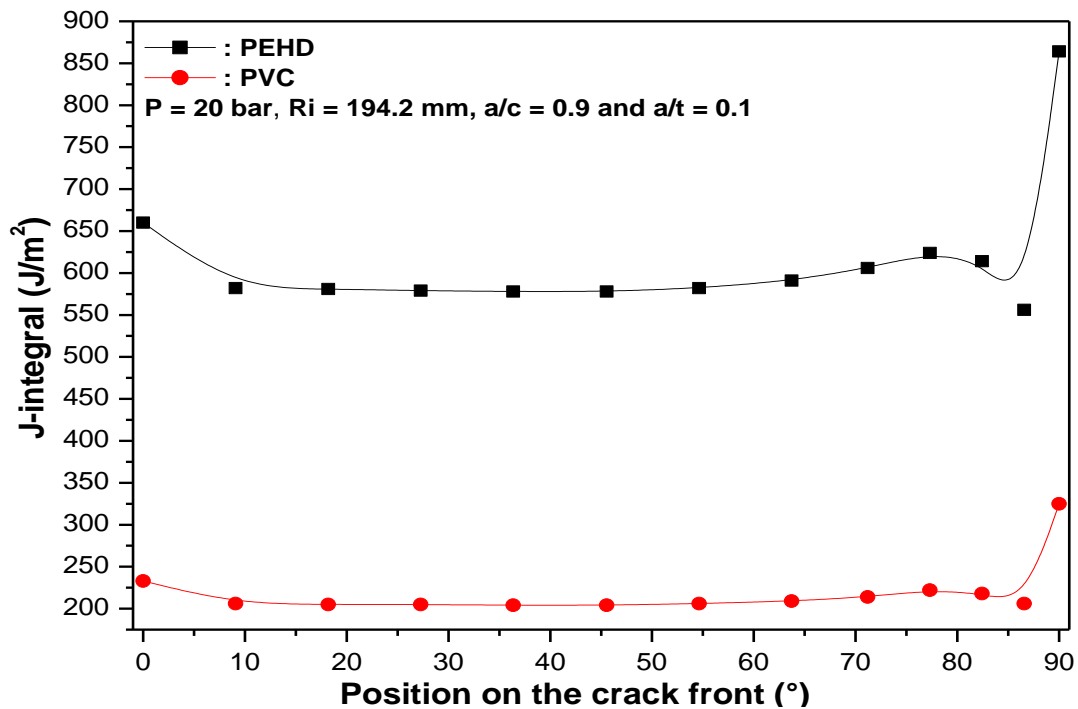


Figure III. 10. Influence de la nature du matériau sur l'intégrale J pour (P = 20 bars, Ri = 194,2 mm et a/c = 0,9)

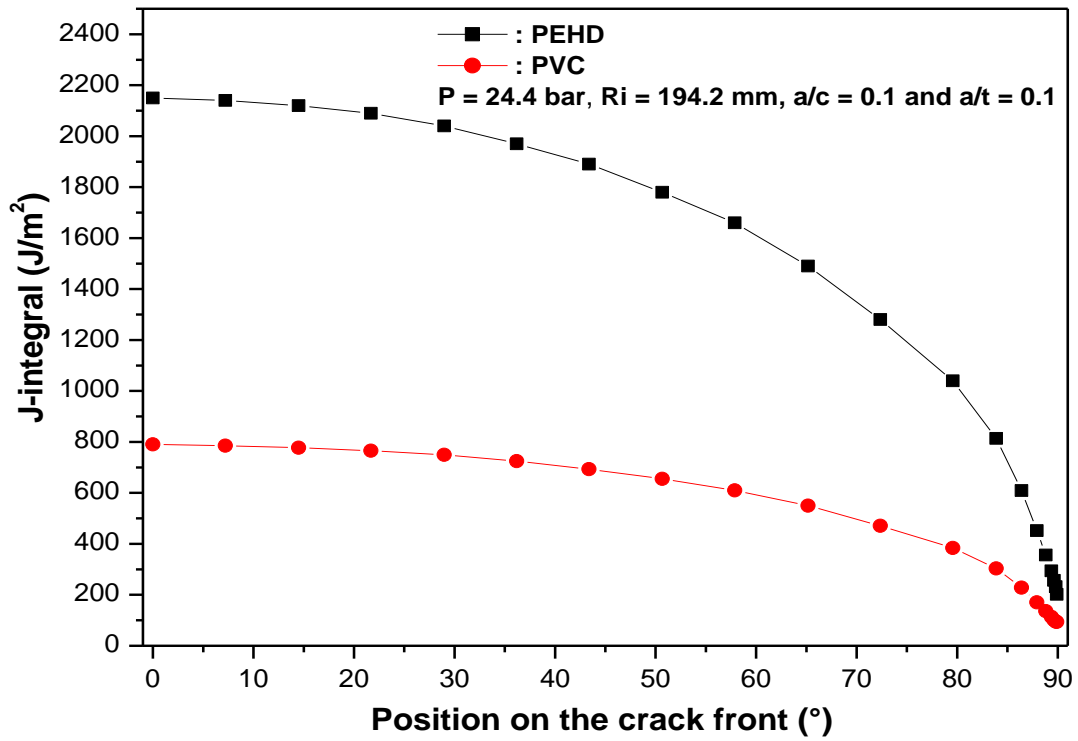


Figure III. 11. Influence de la nature du matériau sur l'intégrale J pour (P = 24,4 bars, Ri = 194,2 mm et a/c = 0,1)

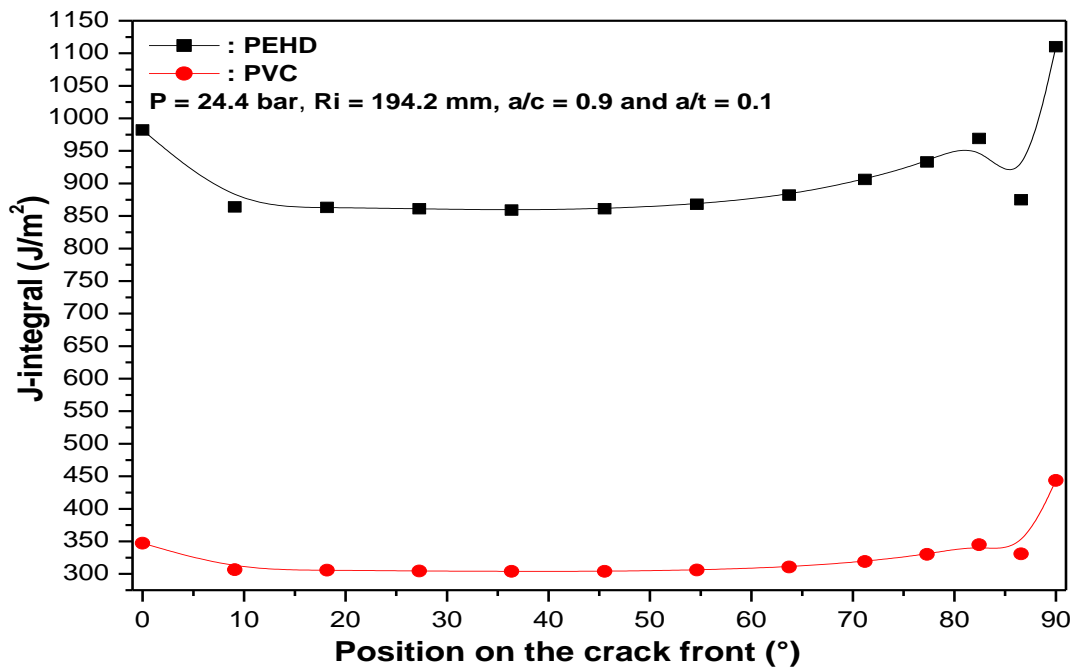


Figure III. 12. Influence de la nature du matériau sur l'intégrale J pour (P = 24,4 bars, Ri = 194,2 mm et a/c = 0,9)

III.5.5. Effet de la géométrie de la pipe

Pour analyser l'effet de la géométrie du tuyau sur la variation de l'intégrale J, nous avons choisi le PEHD (polyéthylène haute densité) car il est largement utilisé dans le domaine du transport des eaux et il est moins cher que d'autres polymères. Trois géométries différentes ont été étudiées : $R_i = 97,1$ mm, $R_i = 194,2$ mm et $R_i = 291,3$ mm.

L'analyse des courbes illustrées par les figures ci-dessous (Fig. III.13, Fig. III.14, Fig. III.15, Fig. III.16, Fig. III.17 et Fig. III.18) nous permet de dire que la valeur de l'intégrale J diminue au fur et à mesure que l'on s'approche du front de fissure à $\Phi = 90^\circ$. Les valeurs maximales de cette intégrale sont observées aux positions $\Phi = 0^\circ$, en particulier pour les conduites de plus grand diamètre, cela peut s'expliquer par le fait que l'énergie de déformation élastique stockée dans la paroi de la conduite est proportionnelle au carré du diamètre. Ainsi, une conduite de plus grand diamètre contient donc plus d'énergie élastique par unité de longueur. Cette énergie stockée peut être libérée lors de la propagation de la fissure, ce qui tend à l'accélérer.

On peut dire aussi qu'un tuyau de plus grand diamètre, sous une pression interne constante, subit une force plus importante sur ses parois. Cette augmentation de la force peut conduire à des niveaux de contraintes plus élevés près de la pointe de la fissure, ce qui pourrait augmenter l'intégrale J. Les valeurs les plus importantes sont observées aussi sur des conduites contenant des fissures de configuration semi-elliptique ($a/c = 0,1$). Cela montre que la fissure peut s'amorcer et se propager plus facilement dans la direction X que dans la direction Y (Fig. III.13, Fig. III.15 et Fig. III.17). Par contre pour le cas des fissures de configuration semi-circulaire (a/c tend vers l'unité), la fissure se propage plus facilement le long de la direction Y que le long de la direction X (Fig. III.14, Fig. III.16 et Fig. III.18).

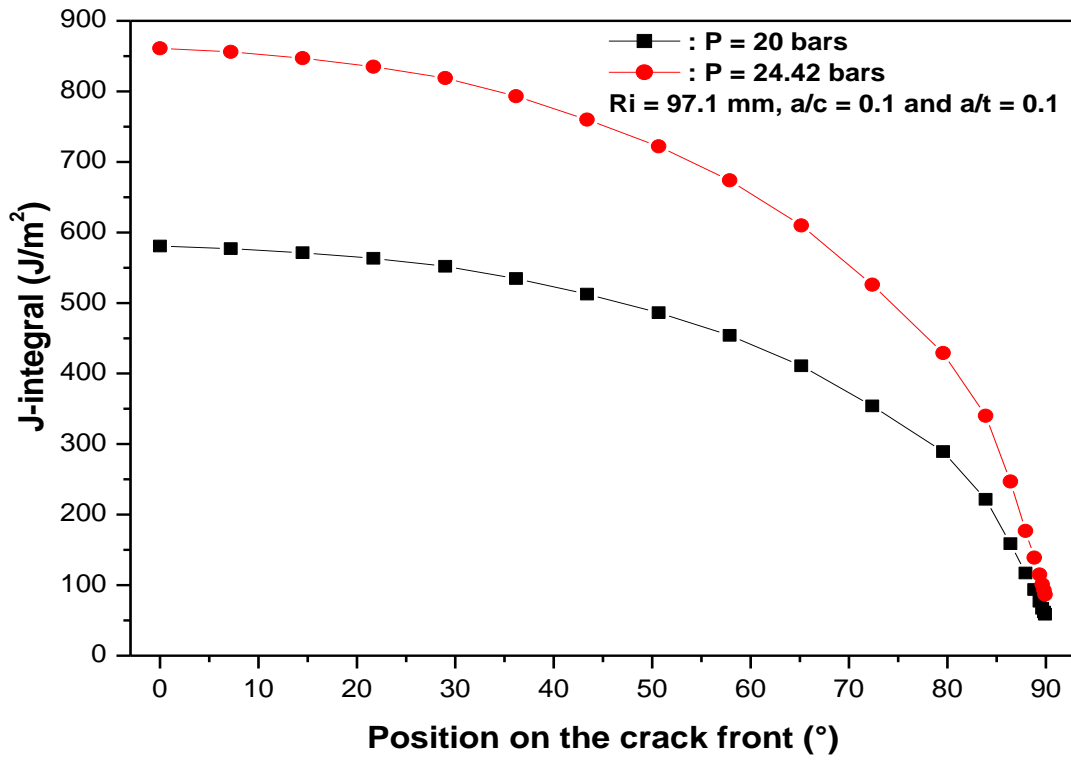


Figure III. 13. Influence de la géométrie de la pipe sur l'intégrale J pour (Ri = 97,1 mm et a/c = 0,1)

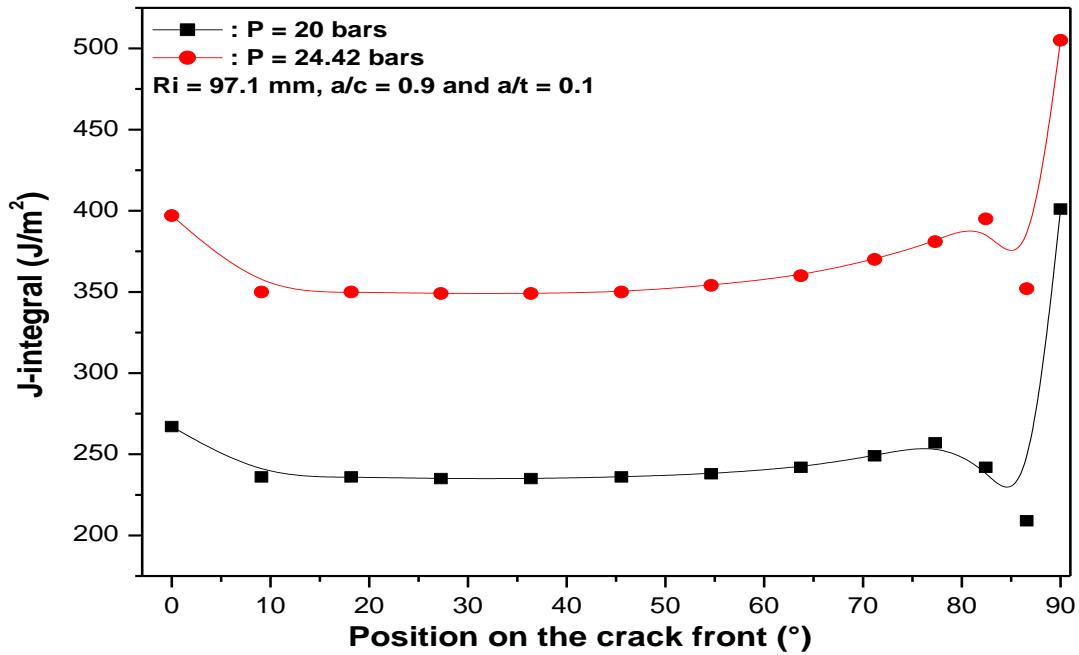


Figure III. 14. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour (Ri = 97,1 mm et a/c = 0,9)

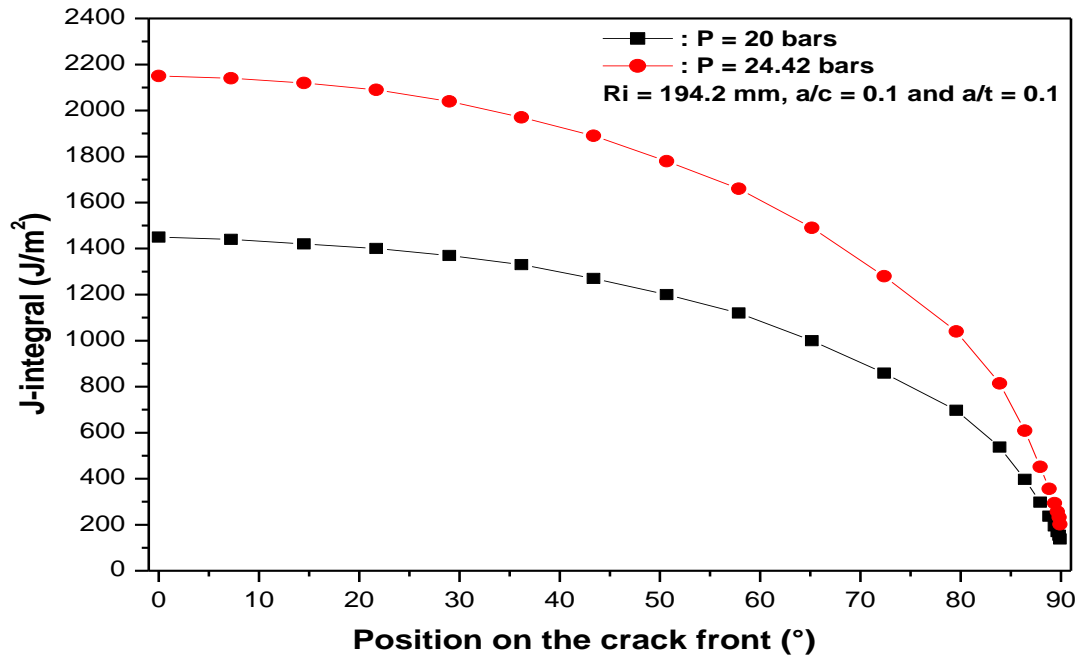


Figure III. 15. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour (Ri = 194,2 mm et a/c = 0,1)

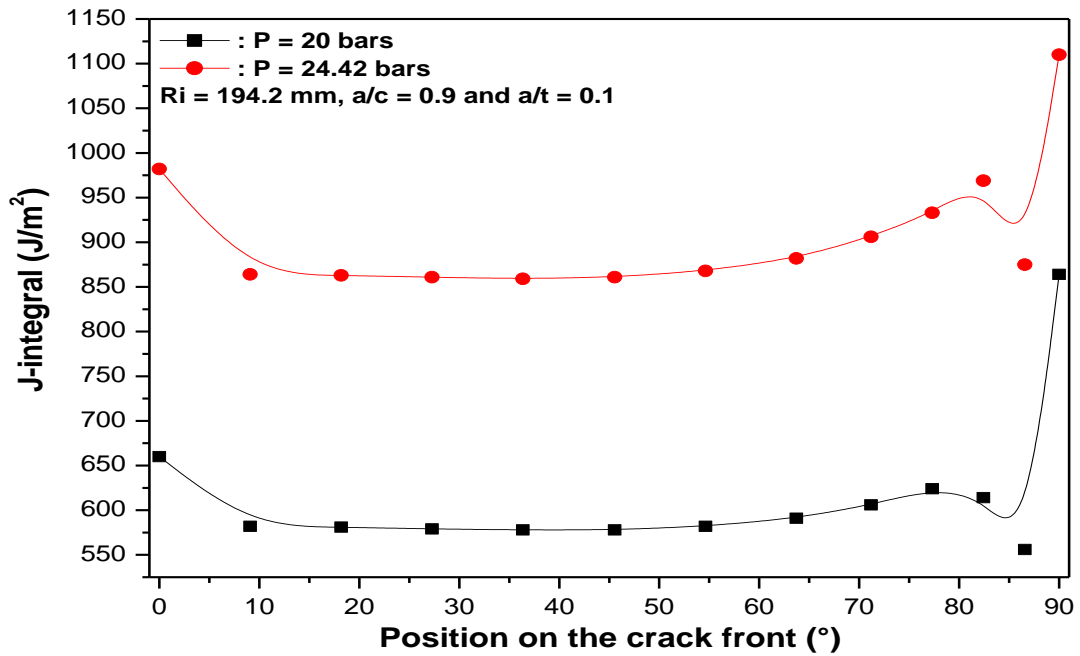


Figure III. 16. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour (Ri = 194,2 mm et a/c = 0,9)

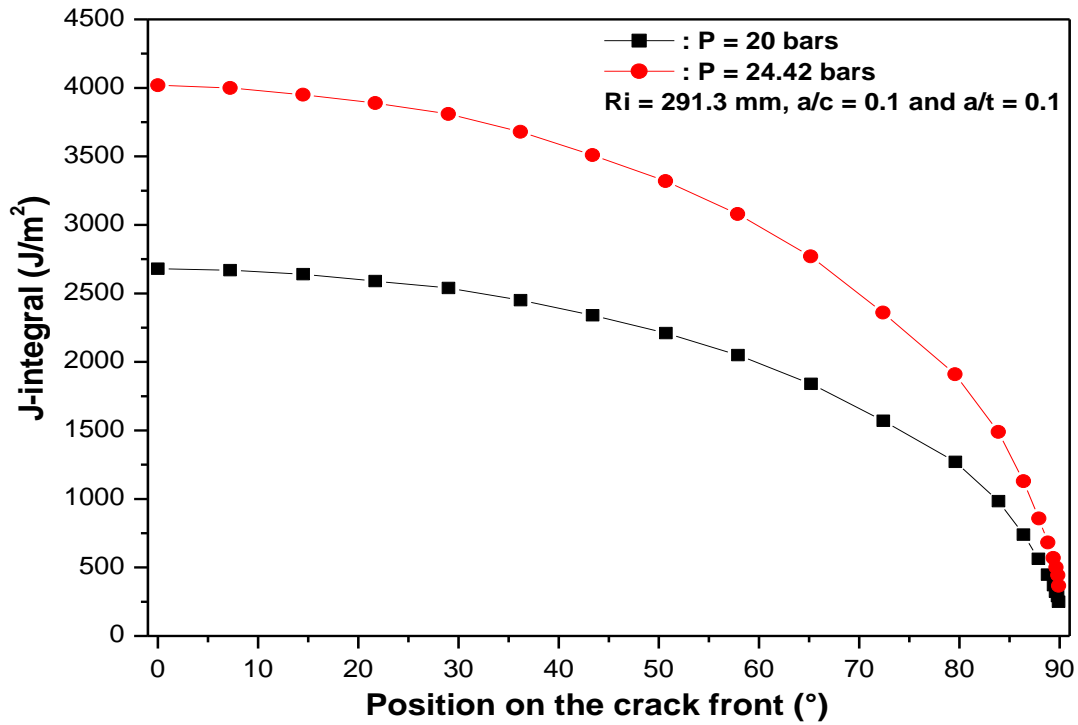


Figure III. 17. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour (Ri = 291,3 mm et a/c = 0,1)

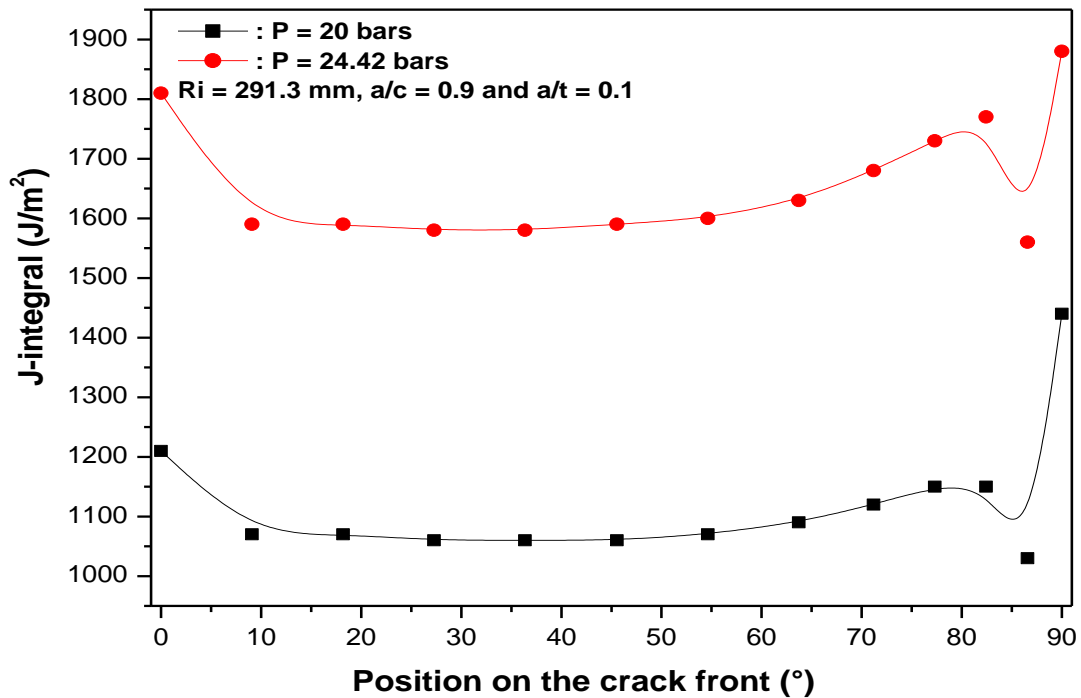


Figure III. 18. Influence de la géométrie du pipe sur l'intégrale J pour (Ri = 291,3 mm et a/c = 0,9)

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Conclusion générale

Dans ce travail de thèse, l'intégrale J a été utilisée pour analyser les critères de propagation d'une fissure dans un tuyau en polyéthylène haute densité (PEHD) soumis à une surpression causée par le phénomène du coup de bélier. Les résultats obtenus permettent de tirer les conclusions suivantes :

- Quelle que soit la position sur le front de fissure, la surpression causée par le phénomène du coup de bélier peut entraîner une augmentation considérable des valeurs de l'intégrale-J. L'augmentation de ce critère de rupture est significative au niveau du front de fissure $\Phi = 0^\circ$. Ce comportement peut avoir un effet néfaste sur la durabilité de la conduite.
- Une position de fissure longitudinale interne a tendance à se propager plus facilement que d'autres positions de fissure, et le maximum de l'intégrale-J est observé pour le front de fissure $\Phi = 0^\circ$, quelle que soit la position de la fissure.
- L'augmentation de la vitesse d'écoulement entraîne une augmentation de l'intégrale-J au niveau du front de fissure, il existe donc une vitesse d'écoulement critique au-delà de laquelle la propagation de la fissure est rapide, ce qui facilite la rupture de notre conduite.
- La direction de la propagation de la fissure dépend de sa configuration. En d'autres termes, les fissures qui ont des configurations semi-elliptiques se propagent plus facilement dans la direction X que dans la direction Y, alors que pour le cas des défauts de configuration semi-circulaire, la propagation des fissures est confinée dans la direction Y plutôt que dans la direction X.
- Une diminution du module de Young du matériau favorise une propagation facile du défaut. Par exemple, dans le cas d'une structure en polyéthylène haute densité (PEHD), où le module de Young est relativement faible ($E = 1200$ MPa), la fissure se propage facilement. À l'inverse, pour le cas d'une structure en polychlorure de vinyle (PVC), où le module de Young est plus élevé ($E = 3496$ MPa), l'avancement de la fissure est limité, comme le montrent les faibles valeurs de l'intégrale J. On peut donc conclure qu'une augmentation du module de Young du matériau entraîne une meilleure résistance à la propagation des fissures. En résumé, un module de Young élevé rend le matériau plus résistant à la propagation des défauts, tandis qu'un module de Young faible favorise une propagation plus aisée des fissures.
- L'augmentation du diamètre géométrique des conduites endommagées par fissuration entraîne une augmentation de l'intégrale J. Cela favorise la propagation rapide des défauts. Ainsi, une conduite de plus grand diamètre, soumise à une pression interne constante, subit une force plus

Conclusion Générale

importante sur ses parois. Cette augmentation de la force peut conduire à des niveaux de contraintes plus élevés près de la pointe de la fissure, ce qui pourrait à nouveau augmenter l'intégrale J.

Ces conduites de plus grand diamètre contiennent donc plus d'énergie élastique par unité de longueur. Cette énergie stockée peut être libérée lors de la propagation de la fissure, ce qui tend à accélérer le phénomène de fissuration. En résumé, l'augmentation du diamètre des conduites endommagées crée un cycle auto-entretenu qui favorise la propagation rapide des défauts, en raison de l'augmentation des contraintes et de l'énergie élastique stockée.

Référence

Références :

- 1) A. Benhamena, L. Aminallah, B. Bachir Bouiadjra, M. Benguediab, A. Amrouche, N. Benseddiq, J integral solution for semi-elliptical surface crack in high density polyethylene pipe under bending, *Mater. Des.* 32 (2011) 2561–2569.
- 2) A. Ouakka, K. Dang Van, D. Gueugnaut, P. Blouet, An assessment of the defects damages in polyethylene gaz pipes, in: 10th Int. Conf. On Deformation, Yield and Fracture of Polymers, The chameleon press Ltd, Cambridge, 1997, pp. 557–560.
- 3) A. Paquin, M. Berveiller, Various ways for the micromechanical modeling of the behavior elastoviscoplastic of semicrystalline polymers, *Books of rheology*, French group of rheology 15 (1996) 23–28.
- 4) A. Saffih, S. Hariri, *Int. J. Pres. Ves. Pip.* 83 (2006) 35–41, <https://doi.org/10.1016/j.ijpvp.2005.10.002>.
- 5) Arne Gullerud, Kyle Koppenhoefer, Arun Roy, Sushovan RoyChowdhury, Matt Walters, Barron Bichon, Kristine Cochran, Carlyle Adam, H. Robert, Dodds Jr., WARP3D-Release 15.9, 3-D Dynamic Nonlinear Fracture Analysis of Solids Using Parallel Computers and Workstations, DEPARTMENT OF CIVIL ENGINEERING, University of Illinois at Urbana, Champaign, USA, April 2008. ISSN: 0069-4274.
- 6) Aubertin, M. and R. Simon, Un critère de rupture multiaxial pour matériaux fragiles. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 1998. 25(2): p. 277-290.
- 7) AZZOUC, A., Etude de la réparation des pipes endommagés par patch en composites. 2012.
- 8) Barthélémy, B., *Notions pratiques de mécanique de la rupture*. 1980.
- 9) Barthélémy, J.-F. and L. Dormieux, Détermination du critère de rupture macroscopique d'un milieu poreux par homogénéisation non linéaire. *Comptes Rendus Mécanique*, 2003. 331(4): p. 271-276.
- 10) Begley, J. and J. Landes. The J integral as a fracture criterion. in *Appeared in Fracture Toughness*, proceedings of the 1971 National Symposium on Fracture Mechanics, Part II. University of Illinois, Urbana-Champaign, Illinois, August 31-September 2, 1971. 1971.

Référence

- 11) Belkadi, M., Etude de doublement de la conduite d'adduction de la ville de Tipaza a partir du Barrage de boukerdane avec renforcement de la capacité de stockage existante. 2008.
- 12) Benali, S., Contribution à l'étude du comportement mécanique des conduites enterrées. 2016.
- 13) Benouadah, Y. and H. SERMOUM, Etude de la perte de charge dans une installation type SIRGHAZ-Naftal Tiaret. 2020, Université Ibn Khaldoun-Tiaret-.
- 14) Bermúdez, A. and J. Durany, La méthode des caractéristiques pour les problèmes de convection-diffusion stationnaires. ESAIM:MathematicalModelling and NumericalAnalysis, 1987. 21(1): p. 7-26.
- 15) Bezzazi, B. and R. Halimi, Influence du vieillissement naturel sur les propriétés physico-chimique et mécanique des bouchons en polyéthylène. 2013.
- 16) Bonnet, M., Sur les Surpressions Qui Peuvent Résulter du Remplissage D'une Bâche de Turbine par Ouverture de sa Vanne de Garde. La Houille Blanche, 1951: p. 656-662.
- 17) Bouaziz, M.A., Sécurité des réseaux d'adduction d'eau potable en présence de défaut superficiel sous l'effet du phénomène de coup de bélier. L'Université de Lorraine Et L'École Nationale d'Ingénieurs de Sfax, 2016.
- 18) Boucheche, M., Etude de la sensibilité du coup de belier par analyse paramétrique. 2014.
- 19) Bouleau, G., et al., Chapitre 2. Patrimoines à réapprécier. Des tuyaux et des hommes. Les réseaux d'eau en France, Éditions Quæ, 2011: p. 49-65.
- 20) Bouvard, M., J. Kueny, and J. Thony, Une extension de la notion de sous-pression: Répartition des forces appliquées dans le corps d'une conduite en matériaux poreux sous l'effet d'une pression intérieure. La Houille Blanche, 1983(7-8): p. 495-500.
- 21) Brinis, H., Synthèse et caractérisation d'un inhibiteur pour la protection des conduites en acier au carbone contre la corrosion application aux circuits de refroidissement. 2013, Annaba.
- 22) Brocca, D., E. Arvin, and H. Mosbæk, Identification of organic compounds migrating from polyethylene pipelines into drinking water. Water research, 2002. 36(15): p. 3675-3680.

Référence

- 23) C.F. Shih, B. Moran, T. Nakamura, Energy release rate along a three-dimensional crack front in a thermally stressed body, *Int. J. Fract.* 30 (1986) 79–102.
- 24) Callewaert Industries offre des solutions complètes pour les conduites en acier, i.i., soudure, et divers post-traitements pour des applications variées telles que le gaz et les liquides." [Online]. Available: <https://www.callewaertindustries.be/fr/piping/conduites-en-acier>. [Accessed: Jun. 24, 2024].
- 25) Caltagirone, J.-P. and J.-P. Caltagirone, Equations de conservation. *Physique des Écoulements Continus*, 2013: p. 5-46.
- 26) Casenave, C., Etude de la protection contre la corrosion d'un alliage d'aluminium au moyen de systèmes de peinture contenant des inhibiteurs non chromatisés. 1994, Toulouse.
- 27) Chattot, J., J. Guieu-Roux, and J. Laminie. Résolution numérique d'une equation de conservation par une approche variationnelle. in *Sixth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics: Proceedings of the Conference, Held in Tbilisi (USSR) June 21–24, 1978*. 2005. Springer.
- 28) Choi, B.-H., A. Chudnovsky, and K. Sehanobish, Stress corrosion cracking in plastic pipes: observation and modeling. *International Journal of Fracture*, 2007. 145: p. 81-88.
- 29) Choi, B.-H., et al., Experimental and theoretical investigation of stress corrosion crack (SCC) growth of polyethylene pipes. *Polymerdegradation and stability*, 2009. 94(5): p. 859-867.
- 30) construction and public works sectors." [Online]. Available: <https://www.groupe-chiali.com/>. [Accessed: Jun. 24].
- 31) Courtaud, M., R. Ricque, and B. Martinet, Etude des pertes de charge dans des conduites circulaires contenant un faisceau de barreaux. *Chemical Engineering Science*, 1966. 21(10): p. 881-893.
- 32) Curinier, E., C. Guitteny, and C. Fontaine. Stockage d'eaux pluviales dans un réseau unitaire. Retour d'expérience sur la mise en œuvre et l'exploitation de 37 Vannes Hydrodynamiques Autonomes sur la commune de Dinard. in *Novatech 2023: 11e Conférence internationale sur l'eau dans la ville*. 2023.

Référence

- 33) D. Covas, I. Stoianov, H. Ramos, N. Graham, C. ˇ Maksimovi'c, D. Butler, Water hammer in pressurized polyethylene pipes: conceptual model and experimental analysis, *Urban Water J.* 1 (2) (2004) 177–197.
- 34) D.K. Yi, T.C. Wang, On the effect of out-of-plane constraint on the threedimensional crack front fields in a thin elastic plate, *Acta Mech.* 231 (7) (2020).
- 35) D.K. Yi, T.C. Wang, The effect of out-of-plane constraint on the stress fields near the front of a crack in a thin ductile plate, *Int. J. Solid Struct.* 190 (May 2020) 244–257.
- 36) De Caligny, A., Sur la Théorie des oscillations de l'eau dans les tuyaux de conduite. *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées*, 1838. 3: p. 209-234.
- 37) Desquines, J., Analyse limite et estimation simplifiée de l'intégrale J pour des tuyaux droits fissurés. 1996, Nantes.
- 38) Djemai, Y. and N.E. Meddour, Etude du phénomène du coup de bélier provoqué par une fermeture brusque de la vanne. 2020, Université Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou.
- 39) Dossogne, R., Polyéthylène haute densité PE-HD. *Tech. Ing. A*, 1996. 3: p. 315.
- 40) Duguay, J., L'impact Des Chicanes À Poisson Sur la Capacité Hydraulique Des Ponceaux Réhabilités Par Insertion D'une Conduite en PEHD. 2014, Université de Sherbrooke.
- 41) Durand, R., Transport hydraulique des matériaux solides en conduite. *La Houille Blanche*, 1951. 37(3): p. 384-393.
- 42) Euler, L., Sur le mouvement de l'eau par des tuyaux de conduite. *Mémoires de l'académie des sciences de Berlin*, 1754: p. 111-148.
- 43) Faure, F., Suspension magnétique pour volant d'inertie. 2003, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG.
- 44) Griffith, A., *The phenomena of rupture and flow in solids*. 1997.
- 45) Gross, D. and T. Seelig, *Fracture mechanics: with an introduction to micromechanics*. 2017: Springer.
- 46) Guidara, M.A., L'Université de Lorraine Et L'École Nationale d'Ingénieurs de Sfax. 2016.
- 47) Guo, Y.-L. and Q. Li, On some fundamental properties of the L-integral in plane elasticity. *Acta Mechanica*, 2015. 226: p. 137-148.

Référence

- 48) Hammoum, H., A. Yahiaoui, and B. Achour, Analyse du coup de bélier dans une conduite forcée dans le cas d'une fermeture de vanne. Partie 1: Sans pertes de charges. *J. Mater. Eng. Struct*, 2016. 3(1): p. 14-22.
- 49) Hammoum, H., A. Yahiaoui, and B. Achour, Analyse du coup de bélier dans une conduite forcée dans le cas d'une fermeture de vanne. Partie 2: Pertes de charges concentrées en aval. *J. Mater. Eng. Struct*, 2017. 4(1): p. 14-22.
- 50) Holsen, T.M., et al., Contamination of potable water by permeation of plastic pipe. *Journal-American Water Works Association*, 1991. 83(8): p. 53-56.
- 51) Ibrahim, H., Étude et conception d'un générateur hybride d'électricité de type éolien-diesel avec élément de stockage d'air comprimé. 2010: Université du Québec à Chicoutimi.
- 52) Irwin, G.R., Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate. 1957.
- 53) J. Kichenin, Thermomechanical Behavior of Polyethylene: Application to the Gas Structures, Thesis of doctorate of the polytechnic school, 1992. [9] Yan Li, Wenbo Luo, Maodong Li, Bo Yang, Xiu Liu, Strain rate-dependent hyperbolic constitutive model for tensile behavior of PE100 pipe material, *Journal of Polymers* 14 (1357) (2022) 1–12.
- 54) J.R. Rice, P.C. Paris, J.G. Merkle, Some Further Results of J-Integral Analysis and Estimates”, vol. 536, ASTM special technical publication, 1978,
- 55) Jaeger, C., Théorie générale du coup de bélier: application au calcul des conduites à caractéristiques multiples et des chambres d'équilibre. 1933, ETH Zurich.
- 56) Jeanpierre, D., A. Lachal, and N. Van Thienen, La chambre d'eau de l'usine d'Oraison. *La Houille Blanche*, 1966(7): p. 815-822.
- 57) K. Urbanowicz, A. Bergant, A. Kodura, M. Kubrak, A. Malesinska, P. Bury, M. Stosiak, Modeling transient pipe flow in plastic pipes with modified discrete bubble cavitation model, *Energies* 14 (20) (2021) 6756.
- 58) Kadri, N., Etude des propriétés des composites PEHD/fibres R-PET et PEHD/SEBS-g-MA/fibres R-PET: effets du taux et du traitement de surface des fibres. 2018.

Référence

- 59) Kembs, R.C., Technique et économie dans les conduites forcées à diamètre constant et à diamètres variables.
- 60) Khider, N., T. Mehenni, and R. Guici, Etude d'une alimentation en eau potable du chef lieu d'ouacif. 2014, Université Mouloud Mammeri TiziOuzou.
- 61) Kpegba, K.W., Calcul des facteurs d'intensité de contraintes par la méthode de superposition des maillages. 1996, Poitiers.
- 62) Kumar, A. and R.K. Gupta, Fundamentals of polymer engineering. 2018: CRC press.
- 63) L. Bergeron, Du coup de b'élier en hydraulique au coup de foudre en 'electricité, Edition Dunod, Paris, 1950
- 64) Lakhal, E., M. Hasnaoui, and P. Vasseur, Etude numérique de la convection naturelle transitoire au sein d'une cavité chauffée périodiquement avec différents types d'excitations. International journal of heat and mass transfer, 1999. 42(21): p. 3927-3941.
- 65) Langlet, A., S. Naili, and C. Ribreau, Loi de Poiseuille dans une conduite cylindrique obtenue par aplatissage uniforme d'un tube initialement elliptique. La Houille Blanche, 1992(1): p. 71-78.
- 66) Laurent, J. and R. Machu, Evolutions récentes et retour d'expérience concernant les vannes des évacuateurs de crue. Barrage de Champagneux (vannes segments inversées). La Houille Blanche, 1992. 78(2-3): p. 191-194.
- 67) Lazarus, V., Quelques problemes tridimensionnels de mécanique de la rupture fragile. 1997, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI.
- 68) Le tube PVC rigide bâtiment NF-Me Ø ext. 200 mm - ép. 3, m.-L.m.d.B.e.c.p.l.é.d.e.u.
- 69) Levin, L., Problèmes de perte de charge et de stabilité des grilles de prise d'eau. La Houille Blanche, 1967. 53(3): p. 271-278.
- 70) Longatte, F., Contribution à l'analyse phénoménologique des écoulements instationnaires dans les turbomachines: étude du couplage pompe-circuit et rotor-stator. 1998, Grenoble INPG.

Référence

- 71) Mahfoud, M., S. Benhadid, and M. Lebouché, Frottements et pertes de charge des fluides viscoélastiques dans des conduites rectangulaires. *International communications in heat and mass transfer*, 2006. 33(5): p. 580-590.
- 72) MAOU, S. and M. Ahmed, Etude des propriétés thermiques de mélanges à base de PVC et PVC-PEHD et les phénomènes de dégradation. 2012.
- 73) Mnasri, A. and E.H. Taieb, Simulation numérique par éléments finis des écoulements transitoires à surface libre. *La Houille Blanche*, 2019(5-6): p. 81-92.
- 74) MOHAMMED, T., et al., ANALYSE DE L'ÉLASTICITÉ D'UN MATÉRIAU SUR L'ONDE DE PRESSION DANS UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE EN CONDUITE.
- 75) MONTEIX, M., Tuyaux en tôle mince, frettés à fils d'acier, pour conduites forcées.
- 76) Nadjet, D., Caractérisation physico-chimique et mécanique des mélanges PEHD/PEBD recyclé. 2023, Université Mouloud Mammeri Tiziouzou.
- 77) Naman, R., Mécanique de la rupture par fissuration. 2012: Lavoisier.
- 78) Nemat-Nasser, S. and M. Hori, *Micromechanics: overall properties of heterogeneous materials*. 2013: Elsevier.
- 79) O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, J.Z. Zhu, *The Finite Element Method: its Basis and Fundamentals*, book-seventh ed., Elsevier, Science direct, 2013.
- 80) Petitot, S., A. Lyazid, and R. Devienne, Champ dynamique dans une cellule d'échangeur à vortex: 1. Régime d'entrée laminaire. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics*, 2001. 329(7): p. 503-508.
- 81) Picard, D., Modélisation et caractérisation du fluage/relaxation de matériaux à base de carbone présents dans les revêtements cathodiques des cuves d'électrolyse de l'aluminium. 2007.
- 82) Recho, N., *Rupture par fissuration des structures*. 1995:Hermès.
- 83) Rivalin, F., Développement d'aciers pour gazoducs à haute limite d'élasticité et ténacité élevée: mécanique et mécanismes de la rupture ductile à grande vitesse. 1998, ENSMP.

Référence

- 84) Rossmannith, H., Fracture mechanics and materials testing: forgotten pioneers of the early 20th century. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 1999. 22(9).
- 85) Said l'Hadj, D., Etude du coup de bélier en refoulement dans un réseau de RANG" 2". 2014.
- 86) Scherbanenko, V. and V. Overko, PROTECTION DE L'INSTALLATION D'EXHAURE CONTRE LE COUP DE BELIER.
- 87) Sonnet, H., Recherches sur le mouvement uniforme des eaux dans les tuyaux de conduite et dans les canaux découverts en ayant égard aux différences de vitesse des filets par H. Sonnet.(Mémoire approuvé par l'Académie des Sciences.). 1845: Hachette.
- 88) Souad, M., Traitement physico-chimique des déchets solides. 2006.
- 89) Triboulot, P., P. Jodin, and G. Pluvinage. Mesure des facteurs d'intensité de contrainte critiques et des taux de restitution d'énergie dans le bois sur éprouvettes entaillées. in *Annales des Sciences Forestières*. 1982. EDP Sciences.
- 90) Triki Ali, Comparative assessment of the inline and branching design strategies based on the compound technique, *J. Water Supply Res. Technol. - Aqua* 70 (2) (2021) 155–170.
- 91) Triki Ali, Water-hammer control in pressurized-pipe flow using a branched polymeric penstock, *J. Pipeline Syst. Eng. Pract.* 8 (4) (2017), 04017024, 1-9.
- 92) Vanhove, E., La célérité comme condition de la saisie conservatoire. 2022.
- 93) Wilsius, J., Étude expérimentale et numérique de la déchirure ductile basée sur des approches locales en mécanique de la rupture. 1999, Lille 1.
- 94) Wulf, U., Les tuyauteries en plastique renforcé de fibres de verre. *Matériaux & Techniques*, 1982. 70(9-10): p. 315-322.
- 95) www.pipelife.fr.
- 96) Xiangjian Meng, Shuqing Wang, Hui Fang, Yao Lu, Dawei Chu, Effect of initial imperfection on the lateral buckling of fiber reinforced thermoplastic pipes, proceedings of the twenty-ninth, June 16-21, 2019, in: International Ocean and Polar Engineering Conference, Copyright © 2019 by the International Society of Offshore and Polar Engineers (ISOPE), Honolulu, Hawaii, USA, 2019, 978-1 880653 85-2; ISSN 1098-6189.

Référence

- 97) Yahi, D., A. Fettane, and L.E. Amara, Approche analytique pour la prédiction des ondes de coup de bélier dans une conduite en charge. 2020, Université de Jijel.
- 98) Zhang, J., Experimental study of stress cracking in high density polyethylene pipes. 2005:DrexelUniversity.
- 99) Zheng, G. and J.R. Rice, Conditions under which velocity-weakening friction allows a self-healing versus a cracklike mode of rupture. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 1998. 88(6): p. 1466-1483.
- 100) Zhou, H. and G.L. Wilkes, Creep behaviour of high density polyethylene films having well-defined morphologies of stacked lamellae with and without an observable row-nucleated fibril structure. *Polymer*, 1998. 39(16): p. 3597-3609.
- 101) Zhu, X.-k., J-integral resistance curve testing and evaluation. *Journal of Zhejiang University-Science A*, 2009. 10: p. 1541-1560.
- 102) Zicman, B., Méthodes nouvelles pour le calcul des cheminées d'équilibre. *La Houille Blanche*, 1953. 39(5): p. 580-598.
- 103) D. Covas, I. Stoianov, H. Ramos, N. Graham, C. ˇ Maksimovi´c, D. Butler, Water hammer in pressurized polyethylene pipes: conceptual model and experimental analysis, *Urban Water J.* 1 (2) (2004) 177–197.
- 104) A. Benhamena, L. Aminallah, B. Bachir Bouiadjra, M. Benguediab, A. Amrouche, N. Benseddiq, J integral solution for semi-elliptical surface crack in high density poly-ethylene pipe under bending, *Mater. Des.* 32 (2011) 2561–2569.
- 105) K. Urbanowicz, A. Bergant, A. Kodura, M. Kubrak, A. Malesinska, ´ P. Bury, M. Stosiak, Modeling transient pipe flow in plastic pipes with modified discrete bubble cavitation model, *Energies* 14 (20) (2021) 6756.
- 106) Triki Ali, Comparative assessment of the inline and branching design strategies based on the compound technique, *J. Water Supply Res. Technol. - Aqua* 70 (2) (2021) 155–170.
- 107) Triki Ali, Water-hammer control in pressurized-pipe flow using a branched polymeric penstock, *J. Pipeline Syst. Eng. Pract.* 8 (4) (2017), 04017024, 1-9.
- 108) A. Paquin, M. Berveiller, Various ways for the micromechanical modeling of the behavior elastoviscoplastic of semicrystalline polymers, *Books of rheology, French group of rheology* 15 (1996) 23–28.
- 109) A. Ouakka, K. Dang Van, D. Gueugnaut, P. Blouet, An assessment of the defects damages in polyethylene gaz pipes, in: *10th Int. Conf. On Deformation, Yield and Fracture of Polymers*, The chameleon press Ltd, Cambridge, 1997, pp. 557–560.

Référence

- 110) J. Kichenin, Thermomechanical Behavior of Polyethylene: Application to the Gas Structures, Thesis of doctorate of the polytechnic school, 1992.
- 111) Yan Li, Wenbo Luo, Maodong Li, Bo Yang, Xiu Liu, Strain rate-dependent hyperbolic constitutive model for tensile behavior of PE100 pipe material, *Journal of Polymers* 14 (1357) (2022) 1–12.
- 112) O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, J.Z. Zhu, *The Finite Element Method: its Basis and Fundamentals*, book-seventh ed., Elsevier, Science direct, 2013.
- 113) D.K. Yi, T.C. Wang, The effect of out-of-plane constraint on the stress fields near the front of a crack in a thin ductile plate, *Int. J. Solid Struct.* 190 (May 2020) 244–257.
- 114) D.K. Yi, T.C. Wang, On the effect of out-of-plane constraint on the three-dimensional crack front fields in a thin elastic plate, *Acta Mech.* 231 (7) (2020).
- 115) www.pipelife.fr.
- 116) Xiangjian Meng, Shuqing Wang, Hui Fang, Yao Lu, Dawei Chu, Effect of initial imperfection on the lateral buckling of fiber reinforced thermoplastic pipes, proceedings of the twenty-ninth, June 16-21, 2019, in: International Ocean and Polar Engineering Conference, Copyright © 2019 by the International Society of Offshore and Polar Engineers (ISOPE), Honolulu, Hawaii, USA, 2019, 978-1 880653 85-2; ISSN 1098-6189.
- 117) C.F. Shih, B. Moran, T. Nakamura, Energy release rate along a three dimensional crack front in a thermally stressed body, *Int. J. Fract.* 30 (1986) 79–102.
- 118) Arne Gullerud, Kyle Koppenhoefer, Arun Roy, Sushovan RoyChowdhury, Matt Walters, Barron Bichon, Kristine Cochran, Carlyle Adam, H. Robert, Dodds Jr., WARP3D-Release 15.9, 3-D Dynamic Nonlinear Fracture Analysis of Solids Using Parallel Computers and Workstations, DEPARTMENT OF CIVIL ENGINEERING, University of Illinois at Urbana, Champaign, USA, April 2008. ISSN: 0069-4274.
- 119) A. Saffih, S. Hariri, *Int. J. Pres. Ves. Pip.* 83 (2006) 35–41, <https://doi.org/10.1016/j.ijpvp.2005.10.002>.
- 120) J.R. Rice, P.C. Paris, J.G. Merkle, Some Further Results of J-Integral Analysis and Estimates”, vol. 536, ASTM special technical publication, 1978, pp. 231–245.
- 121) L. Bergeron, *Du coup de b'élier en hydraulique au coup de foudre en 'electricité*, Edition Dunod, Paris, 1950.