

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Mémoire de Magister

Présenté à l'Université de Guelma
Faculté des Sciences et de l'Ingénierie

Département de : Génie Mécanique
Spécialité : Construction, Energétique et Productique

Présentée par : **FRIQUI NADIA**

**ETUDE PARAMETRIQUE DE LA CAVITATION
DANS LES VANNES ET DANS LES POMPES**

Sous la Direction du : **Dr RACHID MANSOURI**



2003

Soutenu le :.....devant la Commission d'Examen

❧ JURY ❧

MM.

MEDDOUR O.	Professeur, Université de Guelma,	Président;
CHAOUI K.	Professeur, Université de Annaba,	Examineur;
OUELAA N.	M. C, Université de Guelma,	Examineur;
LAHMAR M.	M. C, Université de Guelma,	Examineur;
MANSOURI R.	M. C, Université de Guelma,	Rapporteur.

REMERCIEMENTS

Mes vifs remerciements au directeur de ce mémoire Dr.Rachid Mansouri pour les conseils, ses critiques et sa disponibilité permanente.

Je tiens à remercier :

Le professeur O. Meddour pour avoir accepté la présidence du jury.

Les membres du jury pour l'honneur qu'il m'ont faite en acceptant de participer à l'évaluation de ce travail.

CHAQUI	K.	Professeur, Université de Annaba,	Examineur;
OUELAA	N.	M. C, Université de Guelma,	Examineur;
LAHMAR	M.	M. C, Université de Guelma,	Examineur.

Remerciements à Mr. Salah FRIQUI enseignant au département de génie des procédés pour ces précieux conseils et Mme Assia FRIQUI enseignante au département de Maths pour son aide, durant la préparation de ce Mémoire.

Toute ma gratitude à tous mes amis et mes collègues pour leurs encouragements, ainsi que toute personne ayant de près ou de loin contribué à la réalisation de ce travail.

Sans oublier de remercier les responsables et le personnel du département de Mécanique, de la faculté des sciences et de l'ingénierie de l'université de Guelma.

A la mémoire de mon père

A ma mère

A mes deux enfants

A toute la famille

TABLES DES MATIERES

	Pages
Introduction	8
Chapitre 1: Etude bibliographique	11
1. Introduction.....	11
2. Classification des travaux	11
2.1. Travaux théoriques.....	11
2.1.1. Mécanismes de formation	11
2.1.2. Description théorique	19
2.1.3. Description algébrique	23
2.1.4. Description numérique.....	24
2.2. Travaux expérimentaux.....	25
2.3. Travaux numériques.....	27
3. Effet échelle.....	29
3.1. Effet de la qualité du fluide.....	30
3.2. Effet échelle de la vitesse.....	30
3.3. Effet des dimension	30
3.4. Effet de la turbulence.....	30
3.5. Effet de la viscosité.....	32
3.6. Effet du nombre de Reynolds.....	32
3.7. Effet thermique.....	32
Chapitre 2: Phénomène transitoire	36
1. introduction.....	36
2. Equation d'Allievi.....	36
3. Pression de choc dans les conduite.....	43
3.1. Pression de choc d'après la théorie de la colonne d'eau rigide.....	43
3.2. Pression de choc d'après la colonne d'eau élastique.....	47
3.2.1. Le calcul graphique de la pression de choc.....	50
3.2.2. Réflexion et transmission de l'onde de pression.....	53

3.2.2.1. Surface libre.....	54
3.2.2.2. Organe de régulation.....	55
3.2.2.3. Pompes centrifuges.....	57
3.2.3. Considération des pertes hydrauliques.....	58
3.2.4. Ecoulement à travers les organes de régulation.....	60
3.2.5. Principaux types d'organes de régulation.....	63
4. Simulation numérique.....	64
4.1. Cas de la colonne d'eau rigide.....	64
4.2. Détermination de la hauteur de pression par la méthode récursive.....	68
4.3. Cas de la colonne d'eau élastique.....	75
5. Quelques méthodes pour éviter les surpressions et sous pressions.....	83
Chapitre 3: Cavitation dans les Vannes.....	84
1. Introduction.....	84
2. Vannes, orifices et coudes.....	85
3. Valeurs critiques des paramètres de cavitation.....	86
4. Conclusion.....	92
Chapitre 4: Cavitation dans les Pompes.....	91
1. Introduction.....	91
2. Les pompes centrifuges.....	92
2.1. Principe de fonctionnement.....	92
2.2. Pompes semblables.....	92
2.2.1. Lois de similitude.....	92
2.2.2. Vitesse spécifique.....	93
3. Courbes caractéristiques d'une pompe.....	93
4. Définition du <i>NPSH</i>	95
4.1. <i>NPSH</i> requis.....	95
4.2. <i>NPSH</i> disponible.....	95
4.3. Différents états <i>NPSH</i>	95
5. La cavitation.....	96
5.1. Effets de la cavitation.....	96

5.2. Érosion de cavitation.....	97
5.3. Bruit de cavitation.....	98
5.4. Pertes de performances.....	98
5.5. Vibrations.....	98
6. Détermination expérimentale des courbes de cavitation.....	98
7. Influence des caractéristiques du liquide pompé.....	99
7.1. Température.....	99
7.2. Influence de l'air occlus.....	99
7.3. Influence du gaz dissous.....	99
8. Capacité pratique d'aspiration <i>NPSH</i>	102
8.1. Détermination de la hauteur d'aspiration.....	102
8.2. Hauteur d'aspiration d'une pompe radiale.....	105
9. Calcul numérique.....	109
10. Réduction des effets de la cavitation.....	117
Conclusion	118
Références bibliographiques	120

INTRODUCTION

La notion de cavitation exprime, en générale la formation de la phase vapeur au sein d'un liquide. Ceci est favorisé par les conditions dynamiques ou même thermodynamiques de l'écoulement permettant l'apparition des cavités. Ces dernières étant formées à partir de la vapeur du liquide ou des gaz dissous provenant de l'extérieur.

La cavitation a été introduite par Froude R.E., (latin: *cavitas* = vide). Elle décrit les différentes formes de manifestation possibles du phénomène, comme la formation de la bulle unitaire, de nuages de bulles ou bien même de zone de cavitation.

Les phénomènes de cavitation dans les machines industrielles sont très souvent dangereux, presque toujours nuisibles. Une réaction immédiate consiste alors à se demander pourquoi on se donne tant de peine à étudier un phénomène que l'on désire éviter industriellement. Lors de la mise en service des machines et systèmes hydrauliques, c'est essentiellement l'érosion des parois qui intervient, accompagnée de bruits de vibrations et provoquant des pertes en rendement entraînant même la destruction totale.

La cavitation a gagné plus d'importance avec la découverte et le développement des moteurs à injection directe dans l'industrie d'automobile. Les grandes pressions d'injection utilisées dans l'injection (moteur Diesel environ 1000 bars), produisent de grandes vitesses au voisinage de la sortie de tuyère. Ceci implique la vaporisation avancée du lubrifiant, influant ainsi directement sur le reste des processus de combustion CHAVES (1996).

Pratiquement aucun domaine de la mécanique des liquides n'est exempt du risque de cavitation, d'autant plus que l'évolution des applications conduit à rechercher des machines ou des appareils plus légers, plus rapides, fonctionnant sous pression plus faible dans des domaines traditionnels en même temps que d'autres domaines technologiques se trouvant confrontés à ce problème comme par exemple les circuits de fluide primaire des réacteurs nucléaires à eau liquide, les circuits d'alimentation de combustibles pour fusées.

Si l'on veut se placer très près d'une limite telle que celle d'apparition de cavitation, il faut alors pouvoir la prédire avec précision, d'où la nécessité des études.

Etant donnée que les essais expérimentaux sont souvent très onéreux et exigent une longue patience, les récentes recherches se sont orientées vers la simulation à l'aide de modèles numériques.

Pour étudier le phénomène, le chemin suivi, consistait à trouver des solutions à des équations d'écoulement satisfaisant aux nouvelles conditions aux limites, en vue de calculer la répartition de pression sur des obstacles placés dans l'écoulement ou de chercher les conditions d'apparition des bulles au sein du liquide et d'analyser leur évolution. Du point de vue physique les recherches ont été beaucoup plus orientées vers l'étude des conditions d'apparition des bulles, leur développement, leur écrasement, les bruits et pressions associés à cet écrasement et les dommages qu'il puisse provoquer.

La synthèse des différentes méthodes d'analyse du problème permettra à l'ingénieur d'aborder l'étude de l'influence de la cavitation sur les caractéristiques des machines. Il pourra ainsi éviter toute cavitation dans les machines qu'il installe ou la localiser dans les zones non dangereuses. Il pourra, en outre dans le cas où une érosion ne peut pas être prévenue, faire le choix des matériaux pour la minimiser, en recherchant un optimum économique entre les coûts d'immobilisation, de séparation, de pertes de rendement et les coûts d'investissement amenés par les recherches de matériaux plus nobles. Les pompes sont au cœur de nombreux processus industriels tels que ceux de la production d'énergie d'origine thermique et nucléaire, des industries pétrolières et chimiques et de la distribution d'eau.

Les turbines hydrauliques, les pompes, constituent par ailleurs l'équipement vital de toute installation hydroélectrique. La maîtrise du comportement dynamique de ces machines est devenue un enjeu industriel réellement important pour les constructeurs et les exploitants. Il s'agit de disposer de machines fiables, silencieuses, utilisables dans une large plage de fonctionnement, faciles à surveiller et maintenir.

L'autre élément, dont l'importance est également très grande dans les réseaux, et qu'est sujet aux risques de cavitation est la vanne avec ses différentes formes. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle beaucoup d'études ont été menées, afin de déterminer la réponse d'un réseau de tuyauterie où l'écoulement est soumis à des différentes excitations, dite pression de choc. Nombreux sont les essais qui ont été réalisés pour mieux comprendre le comportement des vannes en régime cavitant, en faisant varier des paramètres comme l'ouverture de la vanne, le débit et le taux de cavitation. La vitesse de propagation dans la zone cavitante ainsi que la longueur de cette zone ont été caractérisées.

L'objectif de ce travail est de mettre plus de lumière sur le phénomène de cavitation, en particulier dans les vannes et dans les pompes.

Tout en s'inspirant de travaux déjà réalisés, et dont les plus importants seront énumérés, on s'intéressera à la naissance de ce phénomène, et on examinera la sensibilité du phénomène à l'aide des paramètres qui le caractérisent.

CHAPITRE 1

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1. Introduction

L'investigation sur le phénomène de cavitation date de plusieurs années, la littérature nous offre une panoplie de travaux publiés dans ce domaine. Les études récentes utilisent la théorie du flux potentiel, et elles ont été utilisées dans de nombreuses applications des sciences de l'ingénieur. Cependant il faut noter que seulement dans la dernière décennie, les modèles développés utilisent essentiellement les équations de N-S (Navier-Stokes) voir tableau 1.1.

Plus loin dans le passé la modélisation de la cavitation a été menée en utilisant la méthode basée sur la hauteur de pression, par laquelle on entend que le champ de pression est résolu par la combinaison des équations de continuité et de quantité de mouvement ayant comme objectif la formulation d'une équation de pression (pressure-correction equation) Patankar (1980), Shyy (1994) [66].

2. Classification des travaux

Un critère permettant la classification des études pourrait être la démarche empreinte dans le traitement de la problématique. Sur cette base on peut distinguer trois domaines:

2.1. Travaux théoriques

2.1.1. Mécanismes de formation des bulles de cavitation

Les bulles d'air sont des zones d'affaiblissement dans les fluides, et elles sont à l'origine de leur rupture et leur évaporation. Elles sont donc responsables de l'incapacité des fluides à supporter les tensions de rupture, même si les calculs théoriques de Frenkel [22], Fürtte [23], Döring [18] et Isay [32] ont confirmé l'existence de tensions supportables de l'ordre de 1000 bar.

Ces travaux sont essentiellement basés sur la théorie de la formation homogène des bulles dans le fluide. Nombre d'expérimentateurs ont réalisé des mesures de tension de rupture, en utilisant des moyens plus ingénieux les uns que les autres. L'une des méthodes est celle de Briggs qui consiste à faire tourner un tube en forme de Z et à abaisser la pression du liquide par effet centrifuge sur l'axe de rotation.

Connaissant la vitesse de rotation et la longueur du tube, on détermine la tension pour laquelle se produit la rupture de la colonne de liquide. Les plus grandes tensions mesurées récemment dans l'eau (dégazée, et filtrée) ont été obtenues par Briggs [6], et elles sont de l'ordre de 250-280 bars. La figure 1.1 donne les résultats obtenus par cet auteur en fonction de la température de l'eau [5]. A noter que les essais ont montrés que l'eau non traitée ne supporte presque aucune tension knapp [41], ceci s'explique par le fait que même dans l'eau pure, il existe un grand nombre de bulles, qui influent directement sur la valeur critique du nombre de cavitation knapp [41].

La formation de bulles suite à une diminution de pression est connue sous le nom de pseudo-cavitation celle-ci peut naître même à des pressions au-dessus de la pression de vapeur saturante.

Auteurs	Modèle de cavitation	Algorithme numérique	Application
Kubota et al. (1992)	Equation de Rayleigh-plesset (R-P) couplé à l'équation de Poisson. La région de cavitation est assimilée à un fluide compressible de densité variable.	Marker et Cell . Equations N-S 3-D Modèle non turbulent	Nuage de cavitation sur les hydrofoils. Instabilité numérique pour un taux de densité élevé. $Re = 3 \times 10^5$
Chen and Heister (1994)	Suivi d'interface (Interface tracking) basé sur $P = P_{vap}$. La maille conforme à la forme de la cavité	Marker et Cell . Equations N-S 2-D Modèle non turbulent	Distribution de pression sur les géométries axisymétriques $Re = 1.36 \times 10^5$
Chen and Heister (1996)	Temps et pression dépendent de l'équation pseudo-densité	Marker et Cell . Equation N-S 2-D Modèle non turbulent	Distribution de pression sur les géométries axisymétriques $Re = 1.36 \times 10^5$
Deshpande et al. (1997)	Suivi d'interface basé sur $P = P_{vap}$ avec transfert de masse. La maille conforme à la forme de la cavité.	Compressibilité artificielle Equations N-S 2-D Modèle non turbulent.	Cavitation à poche (sheet cavitation) pour fluide cryogénique. Etude de la frontière de la couche thermique à travers la cavité.
Singhal et al. (1997)	Equation de fraction de masse de vapeur avec la pression dépendante des formes de source.	Base de pression Equations N-S 2-D Modèle turbulent k- ϵ	Distribution de pression et coefficient des charges pour des orifices et hydrofoils. $Re = 2 \times 10^6$
Merkle et al. (1998)	Equation de la fraction de masse de vapeur avec la pression dépendante des formes de source.	Compressibilité artificielle Equations N-S 2-D deux équations du modèle turbulent.	Distribution de pression sur les hydrofoils.
Kunz et al. (1999/2000)	Equation de fraction de volume dépendant des termes de source. Equation de continuité non conservatrice. Stratégie de pré conditionnement.	Compressibilité artificielle Equations N-S 3-D Modèle turbulent k- ϵ	Distribution de pression sur des Géométries axisymétriques. $Re = 1.36 \times 10^5$
Ahuja et al. (2000)	Equation de fraction de masse de vapeur, pression dépendant des termes sources. Stratégie de pré conditionnement. mailles adaptatives instructurées.	Compressibilité artificielle Equations N-S 3-D Modèle turbulent k- ϵ	Simulation de l'écoulement cavitant à travers les hydrofoils ($Re = 2 \times 10^6$) et pour des géométries axisymétriques
Edwards et al. (2000)	Distribution de température est calculée pour déterminer la base de variation de densité. équation d'état Sanchez- Lacombe	Compressibilité artificielle Equation N-S 3-D Une seule équation modèle de Sparlart-Allmaras.	Distribution de pression sur des géométries axisymétriques reporté à une convergence pauvre. $Re = 1.36 \times 10^5$
Venticos et Tzabiras (2000)	Distribution de temperature est calculée pour déterminer la variation de densité basé sur la table Steam – Water.	Pression base Equations N-S 2-D Modèle non turbulent	Distribution de pression à travers l'hydrofoil $Re = 2000$ dans un calcul jusqu'à $Re = 2.5 \times 10^6$ dans les expériences.
Venkateswaran et al. (2001)	Discussion du preconditionnement stratégiques utilisé dans Kunz et al. et Ahuja et al.	Compressibilité artificielle équation N-S 3-D Modèle turbulent K- ϵ	Distribution de pression sur des géométries axisymétriques $Re = 1.36 \times 10^5$
Senocak and Shyy (2001).	Equation de fraction de volume avec pression dépendant des termes sources. Développement du couple densité- pression Schema	Pression base équation 3-D N-S différent version du K- ϵ du model turbulent	Distribution pression et densité sur la géométrie axisymétrique. La densité indique la discontinuité à la région de fermeture $Re = 2.510^6$

Tableau 1.1. Aperçue sur les études de simulation numérique des écoulements cavitants basées sur les équations de N-S.[73].

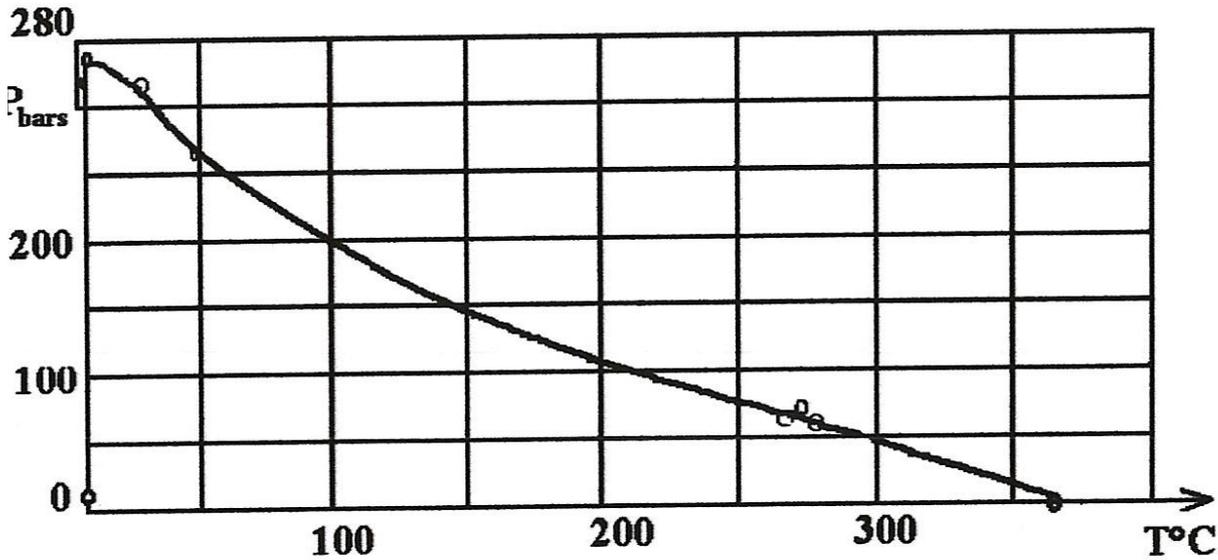


Figure 1.1. Tension de rupture de l'eau en fonction de la température.[69]

La cavitation vaporisante ne peut avoir lieu qu'à des pressions surmontant la pression de vapeur saturante. Dans l'écoulement la cavitation naissante est le résultat de la combinaison de ces deux types de cavitation. En d'autres termes, il y a premièrement la formation des bulles (pseudo-cavitation), jusqu'à un rayon critique, qui une fois dépassé le processus de cavitation vaporisante s'amorce [51].

Lorsque l'on cherche à calculer un écoulement autour d'un profil ou en présence d'un obstacle, c'est à dire à déterminer les solutions des équations du mouvement satisfaisant aux conditions aux limites, celles-ci sont des conditions [50]:

- sur les vitesses: composante normale à la paroi de la vitesse relative nulle,
- ou sur des pressions: pression constante à la surface libre du fluide.

Il faut toute fois s'assurer qu'en aucun point de l'écoulement la pression ne tombe en dessous de la pression de vapeur du liquide à la température considérée car la solution en question ne correspond pas à l'écoulement réel. Lorsque l'on n'envisage pas d'écoulement à fort gradient de vitesse transversale (shear flow) où les fluctuations de pression turbulentes prennent une importance prédominante. Dans ce cas il y aura un écoulement à bulles dispersées qui n'est plus un problème de conditions aux limites mais dont le calcul relève davantage d'une approche où l'influence des bulles se traduit par un changement local de l'équation d'état du

luide. Il est montrer que les pressions extrêmes se rencontrent à la paroi et il faut alors emplacer dans les conditions aux limites, une partie des conditions sur les vitesses, par une condition de même type que celle de surface libre:

$$P=P_{cav} \quad (1.1)$$

où P_{cav} est la tension de vapeur du fluide ou plus généralement la pression à l'intérieur de la cavité.

Les solutions de ce problème sont étudiées par la théorie des jets et des cavités, théorie qui s'appelait initialement théorie des sillages et des jets. Un bref retour en arrière sur l'histoire de cette théorie nous montre les travaux de Helmholtz et Kirchhoff sur les "surface de discontinuité" en 1868 comme une première amélioration des "écoulements de Dirichlet" d'un fluide autour d'un obstacle. Cette théorie permet déjà le calcul d'une traînée alors que dans le cas de l'écoulement de Dirichlet le paradoxe de d'Alembert nous montre l'absence de traînée. Cette théorie des surfaces de discontinuité a été depuis l'objet d'un nombre considérable de travaux et on peut citer de façon non exhaustive, ceux de Brillouin, Von Karman, Levi-Civita, Villat, etc.[50].

Il s'est aperçu très rapidement que cette théorie était loin de donner des résultats concordant avec l'expérience dans le cas des sillages comme dans celui des jets et le progrès suivant a consisté à introduire les deux nombres ρ' / ρ et σ . Le premier de ceux-ci, rapport des densités de part et d'autre de la ligne de discontinuité, vaut 1 dans le cas du sillage et n'est plus que de l'ordre de 10^{-5} dans le cas d'un jet d'eau dans l'air. En 1931, Betz et Peterson ont énoncé le principe selon lequel on peut appliquer la théorie classique des lignes de discontinuité lorsque ρ' / ρ est petit. C'est à la suite de ces travaux que la théorie de jets " jets et sillages" est devenue celle des "jets et cavités" puisque, par exemple, dans le cas de la cavitation dans l'eau ρ' / ρ est de l'ordre de 3.10^{-5} .

Le second paramètre que l'on appelle nombre de cavitation ou coefficient de cavitation s'écrit:

$$\sigma = \frac{P - P_{cav}}{\rho \frac{U_\infty^2}{2}} \quad (1.2)$$

où P et U_∞ sont respectivement la pression statique et la vitesse à l'infini. Il exprime de façon adimensionnelle l'écart de pression au point considéré avec la pression de la cavité. C'est en quelque sorte un index de la résistance à la cavitation de l'écoulement au point considéré.

Les cavités que l'on observe habituellement sont de longueur finie et correspondent à $\sigma > 0$. Brillouin a montré (paradoxe de Brillouin) que ces conditions sont incompatibles avec l'écoulement irrotationnel d'un fluide idéal. En effet la condition de pression constante à la paroi de la cavité implique une vitesse constante le long de cette paroi (théorème de Bernoulli). Or, à la partie arrière de la cavité, lorsque celle-ci est de longueur finie ($\sigma > 0$), on trouvera un point d'arrêt où la vitesse est nulle et la pression par conséquent supérieure à la

pression dans la cavité de la valeur $\rho \frac{U_\infty^2}{2}$.

Différents modèles de cavités ont été envisagés dans le but de pallier cette difficulté: ce sont le modèle de Riabouchinsky (fig. 1.2) et le modèle du jet rentrant (fig. 1.3). Ces modèles ont pour but de proposer un mode de fermeture de la cavité qui permette une solution exacte de l'écoulement irrotationnel. Ils impliquent toutefois l'hypothèse que les perturbations à l'extrémité aval de la cavité ne modifient pas sensiblement la répartition du coefficient de pression et les caractéristiques globales, traînée, portance et moment du profil.

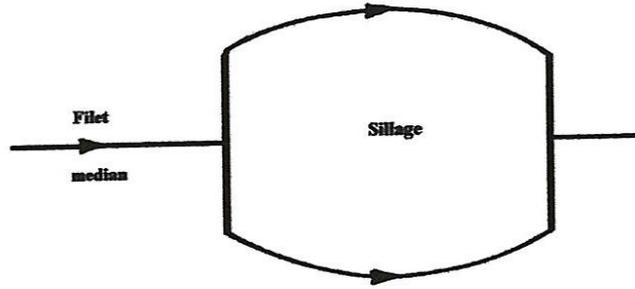


Figure 1.2. Écoulement de Riabouchinsky autour de plaques.[50]

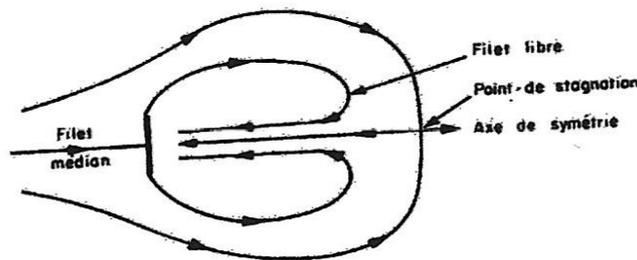


Figure 1.3. Écoulement avec cavitation et jet de retour. [50]

Une autre voie qui s'est révélée récemment comme très fructueuse a consisté à étudier la solution du problème linéarisé. L'approximation dans ce cas porte en général sur deux points [50]: on n'étudie que le premier terme du développement de l'écart de la vitesse à la vitesse à l'infini et au lieu d'écrire les conditions à la limite sur le profil on les écrit sur l'axe des x . Par exemple, en appelant u et v les composantes de la vitesse de déviation égale à $(U - U_\infty)$, les conditions aux limites de l'écoulement représenté par la figure 1.4 sont données sur la figure 1.5.

Les conditions ($u = \frac{\sigma U_\infty}{2}$) le long de la cavité provient de l'application du théorème de Bernoulli qui s'écrit dans la solution exacte [50]:

$$U_{cav} = U_\infty \sqrt{\sigma + 1} \quad (1.3)$$

et dans la solution linéarisée:

$$u = \frac{\sigma U_\infty}{2} \quad (1.4)$$

Les solutions données par cette méthode de linéarisation qui n'exige pas le choix d'un modèle de cavité a priori sont souvent très voisines des résultats expérimentaux. C'est cette méthode qui a permis l'étude pratique d'appareils tels, par exemple, que les hélices supercavitantes. Aucune de ces méthodes ne permet de décrire et d'analyser l'écoulement dans la zone de fermeture de la poche. Des travaux récents font intervenir l'effet d'émulsion du fluide dans cette zone où la célérité des ondes de pression devient très faible provoquant ainsi un phénomène analogue à celui d'une onde de choc stationnaire.

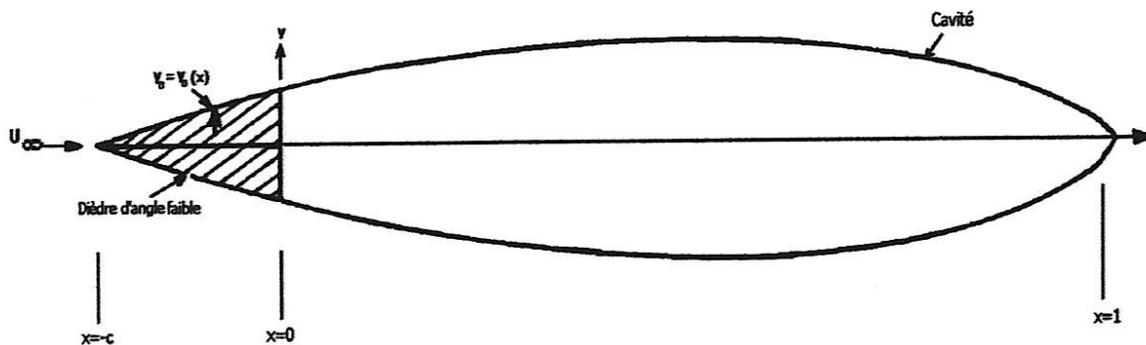


Figure 1.4. Schéma de l'écoulement autour d'un dièdre. [50]

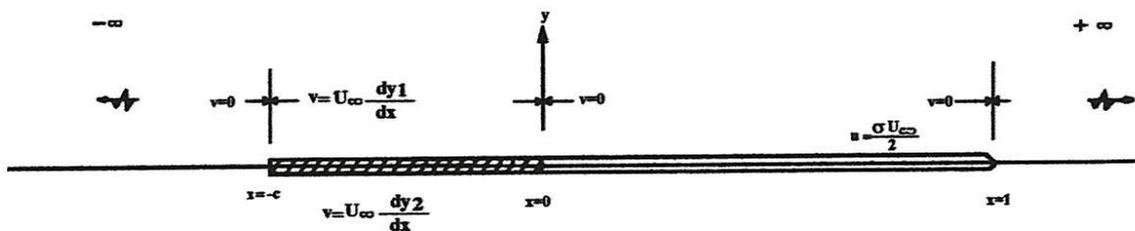


Figure 1.5. [50]. Linéarisation du modèle de cavité.

2.1.2. Description théorique de la croissance (grossissement) et implosion de la bulle unique.

Les premiers travaux dans ce domaine ont été menés par Besant [4], qui a développé en 1859 une équation pour le calcul de la vitesse de la bulle à partir des principes de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Rayleigh [48] a obtenu en 1917 la même équation, mais en utilisant le principe de conservation d'énergie. Plesset et Zwick [55] ont introduit à cette équation la tension superficielle. L'équation résultante porte le nom «Rayleigh-Plesset». Elle décrit le grossissement et l'implosion d'une bulle unique sphérique en fonction de la pression interne et de la pression environnante de la bulle ainsi que de l'inertie du fluide environnant. Cette équation a été utilisée par plusieurs auteurs qui l'ont modifiée en tenant en compte d'autres effets physiques. Les résultats obtenus de ces études peuvent se résumer comme suit:

- **Tension superficielle:** les travaux de Plesset et Zwick livrent le résultat que la tension superficielle réduit le grossissement de la bulle. Elle gagne plus d'importance lorsqu'il s'agit du nombre de cavitation critique σ_c . Par la tension superficielle on peut fixer le rayon critique de la bulle R_c , à partir duquel les bulles sont incapables de grossir [29]. Pour une différence de pression donnée entre pression intérieure de la bulle P_b et la pression environnante P , le rayon critique peut s'obtenir comme suit

$$R_c = \frac{2\tau_s}{P_b - P_\infty} \quad (1.4)$$

où τ_s est la tension superficielle.

L'influence de la tension superficielle sur le processus est par contre très forte. Dans le cas où un écoulement présente en dehors des parois des zones de dépressions fortes et que des bulles microscopiques seraient déjà préexistantes, celles-ci peuvent grossir de façon importante en les traversant, perturbant ainsi l'écoulement. Il convient donc d'étudier la dynamique de la bulle.

Supposons une bulle sphérique isolée au sein d'un liquide à une pression P , la bulle contenant un gaz à la pression partielle P_g et soit P_v la pression de vapeur du liquide. L'équilibre de la bulle est conditionné par l'équation

$$P_g + P_v = P + \frac{2\tau_s}{R} \quad (1.5)$$

R étant le rayon de la bulle. En supposant la quantité de gaz constante dans la bulle on peut écrire

$$P = P_v + \frac{k}{R^3} - \frac{2\tau_s}{R} \quad (1.6)$$

Ces conditions d'équilibre sont représentées sur un diagramme P, R (fig.1.6) par une famille de courbes présentant un minimum.

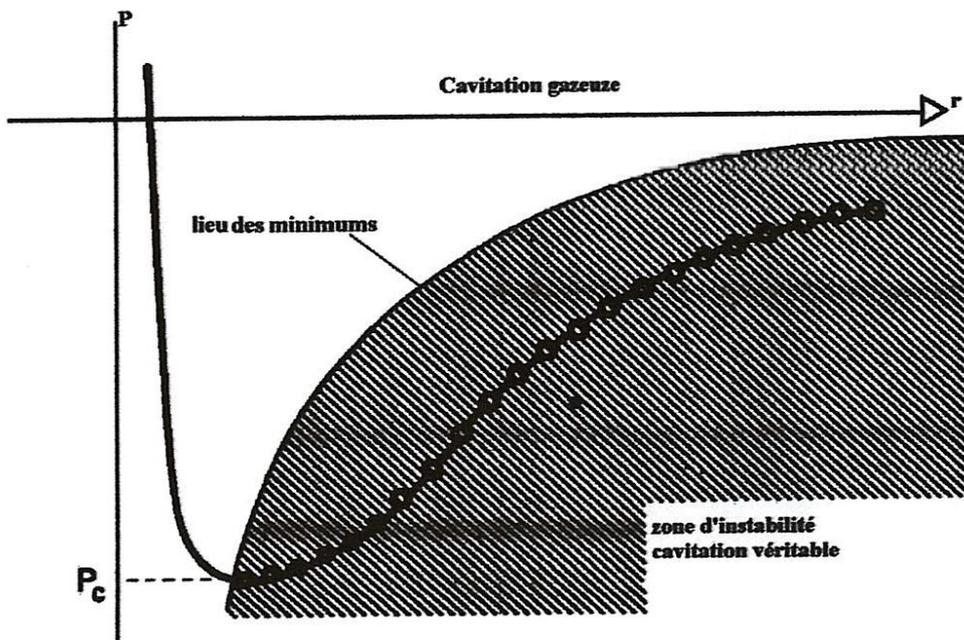


Figure 1.6. Courbe d'équilibre quasi statique de bulles d'air dans l'eau [50].

A droite de ce minimum la bulle est instable et se développe rapidement alors que sur la branche de gauche la bulle reste en équilibre stable. Une bulle microscopique dans un liquide au repos dont on baisse progressivement la pression va donc voir son rayon augmenter tout en restant en équilibre. Dès qu'elle franchit le minimum de la courbe d'équilibre, elle subit grossissement explosive. Ce modèle simple permet d'introduire la notion de pression critique différente de la tension de vapeur du liquide, en dessous de laquelle on aura à faire à une cavitation véritable si l'on examine l'expression du rayon de la bulle pour la pression critique au rayon critique, on voit qu'il augmente avec la quantité initiale de gaz contenu dans la bulle.

L'équation d'évolution quasi statique isotherme d'une bulle [68]:

$$P_{g0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 + P_v = P + \frac{2 \cdot \tau_s}{R} \quad (1.7)$$

On note par l'indice zéro les conditions de référence, correspondant à un état particulier de la bulle.

Si on forme:

$$\frac{dP}{dR} = 0$$

et en dérivant tous les termes de l'équation d'équilibre par rapport à R , on obtient un rayon critique correspondant au minimum de la courbe

$$R_c = \sqrt{\frac{3 \cdot P_{g0} R_0^3}{2 \cdot \tau_s}} \quad (1.8)$$

Pour une pression critique

$$P_c - P_v = -\frac{4 \cdot \tau_s}{3 R_c} \quad (1.9)$$

Pour une autre pression que la tension de vapeur, l'expression de la pression critique et un peu plus compliquée, elle est donnée par la relation [69]:

$$R_{0v} = R_0 \left(1 + \frac{P_0 - P_v}{\frac{2 \cdot \tau_s}{R_0}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.10)$$

La figure ci-dessous donne la valeur de $P_v - P_c$ en fonction du diamètre des bulles à la tension de vapeur et à la pression atmosphérique pour de l'eau à température ordinaire. La tension superficielle de l'eau à 20°C est égale à $\tau_s = 0,074$ N/m [69].

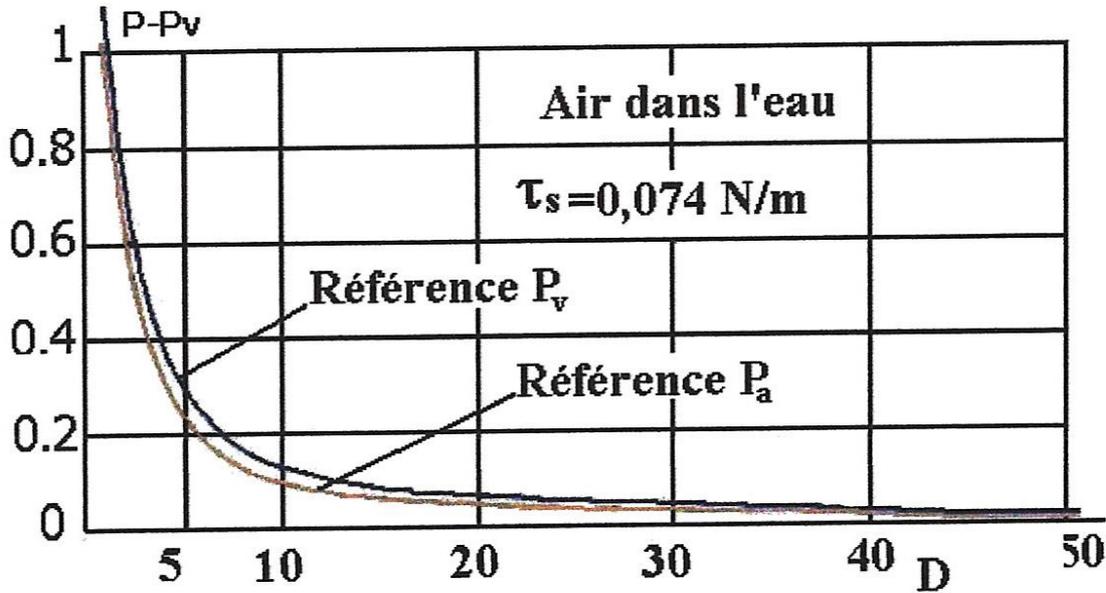


Figure 1.7. Pression critique de microbulles dans l'eau froide [69].

- **Viscosité:** elle a une influence d'amortissant sur le grossissement et l'implosion des bulles Briggs [6] et Ivany[33]. Pour l'eau froide par exemple, la viscosité n'a quasiment aucun effet sur le comportement dynamique des bulles. Avec une viscosité croissante l'implosion se réduit sensiblement.

Lorsque l'on tient compte de ce paramètre, l'équation de Rayleigh-Plesset s'écrit:

$$RR'' + \frac{3}{2}R'^2 + 4\frac{\mu}{\rho R} \frac{dR}{dt} = \frac{P_\infty + \frac{2\tau_s}{R} - P_v - P_g}{\rho} \quad (1.11)$$

- **Compressibilité du fluide:** uniquement importante lorsque la bulle atteint de grandes vitesses ceci est le cas, si pendant l'implosion, la symétrie de la bulle est conservée Hammit [27], Hicklin [28],] et Ivany [33]. Pour le grossissement des bulles la compressibilité a une influence négligeable.

La non condensation d'un gaz dans une solution peut aussi jouer un rôle dans la cavitation vaporisante. Puisque le nombre et la taille du germe dans l'écoulement sont liés à la concentration du gaz dissous. Sous certaines circonstances, la cavitation peut

également se produire quand la plus basse pression dans l'écoulement est sensiblement supérieure à la pression de vapeur, dans ce cas-ci la croissance de la bulle est due à la diffusion du gaz dissous à travers la paroi de la bulle. Ceci se produit quand les germes sont soumis aux pressions au-dessous de la pression de saturation pendant une période relativement longue. Ainsi, pour une cavitation gazeuse (d'autre auteur ne la qualifie pas de cavitation) dépassant la limite σ_i est donnée par [58]:

$$\sigma_i = -C_{pm} + \frac{\beta \cdot C_g}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_0^2} \quad (1.12)$$

β est la constante d'Henry et C_g est la concentration du gaz dissous. La constante d'Henry est fonction du type de gaz en solution et de la température de l'eau.

Il est à noter donc que des bulles contenant des quantités de gaz importantes pourront grossir énormément avant d'atteindre le rayon critique. Elles pourront donc en fait traverser la zone de dépression sans atteindre ces conditions tout en donnant à l'écoulement la même apparence.

- **Effet thermique:** L'effet thermique pourrait avoir une grande importance, lorsqu'il y a risque d'un endommagement d'une machine. L'impact érosif de la cavitation croît en premier lieu avec la température du fluide, et atteint un maximum et finira par une diminution à des température très haute, comme le confirme les travaux de Garcia[25,26].

2.1.3. Description algébrique du grossissement et implosion de la bulle unique.

La première relation décrivant les phénomènes de grossissement et d'implosion a été donnée par Rayleigh [48]. Dans la littérature elle porte le nom "inertia-controlled-growth".

Plesset et Zwick [54] ont introduit l'effet thermique sur la croissance de bulles et ont développés une relation, qui a donnée une bonne concordance avec les résultats expérimentaux de Dergarabedian [16]. Ces travaux sont connus sous l'appellation "heat diffusion controlled growth". Mikic et al. [51] ont combinés les relations de Rayleigh et Plesset- Zwick pour obtenir une loi de grossissement. Tanaka et Miyake [65] ont travaillé sur la relation de Mikic en introduisant la tension superficielle.

1.4. Description numérique du grossissement et de l'implosion

Un modèle dynamique peut facilement s'établir pour une bulle immobile en fluide parfait ou en fluide visqueux. Il conduit à l'équation de Rayleigh-Plesset qui permet d'obtenir la vitesse de grossissement de la bulle. Ce modèle n'est pas non seulement valable pour le grossissement mais aussi pour l'implosion de cette dernière. En effet la forme sphérique stable pour une augmentation du rayon devient instable pour une diminution de ce rayon, c'est l'instabilité de Taylor. Ceci limite beaucoup l'intérêt de l'analyse dynamique d'une bulle sphérique.

La partie pratique de ce modèle est également limitée pour une autre raison tout d'abord ce n'est pas un modèle thermodynamique, il ne tient pas compte de la vaporisation de liquide à la paroi. En effet un grossissement plus ou moins rapide mobilisera plus ou moins de chaleur disponible dans le liquide autour de la bulle ce qui rend ce grossissement dépendant de l'enthalpie du fluide et de sa chaleur latente de vaporisation. Par ailleurs ce modèle dynamique suppose la bulle immobile, or les bulles accompagnent le liquide et sont en mouvement relatif par rapport à lui sous l'effet conjugué du gradient de pression, de la viscosité et de leur inertie ou plus exactement de l'inertie du liquide qui les entourent.

Lee [44, 45] a combiné l'équation de Rayleigh-Plesset avec le principe d'énergie et a calculé le grossissement d'une bulle sphérique dans un fluide chauffé. Les résultats obtenus avaient une bonne concordance avec les résultats expérimentaux (différents matériaux, échauffement, cavitation du système).

Les simulations numériques de l'implosion asymétrique d'une bulle (implosion près d'une paroi solide) ont été effectuées par Plesset et Chapman [55]. Les études montrent la naissance d'un microjet, qui heurte la paroi avec une vitesse de l'ordre de 100-1000 m/s.

Schultz [61], Wang [72] et Schenerr et al. [59] ont effectués des simulations sur un écoulement unidimensionnel. Les résultats trouvés ont montrés que la dépression des ondes de pression dans le mélange est différente de celles dans un fluide pur.

2.2. Travaux expérimentaux

Pour la prévision du comportement d'une pompe pendant la mise en service sous des conditions cavitantes, on effectue dans un premier lieu des essais sur le modèle, moyennant les lois de similitudes le nombre des travaux expérimentaux dans le domaine de cavitation est très élevé. Ils renferment plusieurs axes tels que:

- Mesure de répartition des bulles dans le liquide,
- Mesure de la pression et de la résistance aux profils,
- visualisation,
- essais de l'érosion par cavitation.

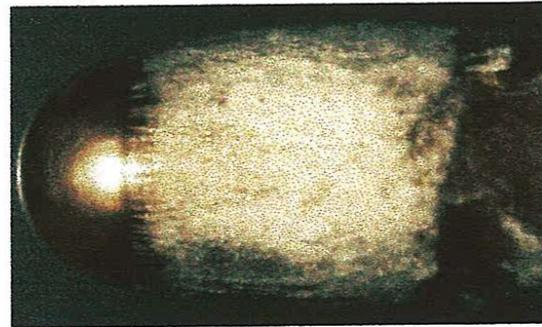
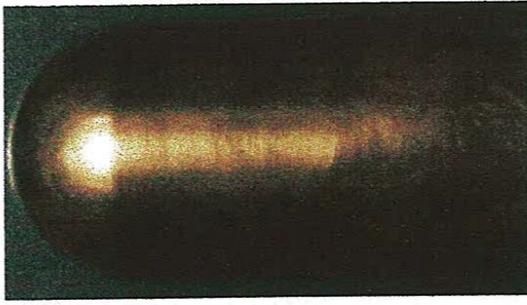
Ainsi que les études portant sur l'influence de la teneur en gaz, la concentration des particules, l'influence également de la rugosité des parois et la viscosité des fluides sur la naissance de la cavitation.

2.2.1. Mesure de la teneur en bulles et rupture des écoulements

Dans ce domaine les travaux de Keller [37] ont été les premiers, on introduisant la quantité du fluide comme paramètre additionnel dans l'étude de la cavitation.

Il a pu montrer à l'aide de plusieurs modèles l'influence de la teneur en bulles sur le début de la cavitation. Autrement dit à quel nombre de cavitation σ la cavitation s'amorce [37] [38].

L'influence de la qualité de l'eau sur le début de la cavitation et l'expansion de la zone cavitante ont été illustrées moyennant un écoulement à travers (autour) un corps demi-circulaire (D 600mm). Dans la figure 1.8 (a) et par suite de la haute résistance de l'eau à la rupture, on n'assiste pas à une cavitation (tension de rupture: aptitude d'un fluide à supporter des tensions de traction), si cette tension est réduite par l'addition d'un gaz, à titre d'exemple, on assiste pour les mêmes conditions à une cavitation figure 1.8 (b).



(a) germes de cavitation, haute rupture du filet d'eau. $U_{\infty} = 11 \text{ m/s}$, $\sigma_{\infty} = 0.43$

(b) germes de cavitation, petite rupture du filet d'eau. $U_{\infty} = 11 \text{ m/s}$, $\sigma_{\infty} = 0.43$

Figure 1.8. Influence de la qualité d'eau sur la cavitation A. Keller [38] laboratoire de construction hydraulique Munich.

Androz [24] a conclu que la teneur en bulle est le paramètre le plus important pour le début ainsi que pour l'évolution de la cavitation. En d'autre terme la non prise en considération de la teneur en bulles limite la possibilité du transfert des résultats des modèles sur l'origine. Cette conclusion faite par Keller a été appuyé sur de grands nombres d'auteurs.

Sur la base de ces études on peut inclure la qualité de fluides comme paramètre additionnel aux nombres de similitudes classiques.

Keller a déterminé avec une nouvelle méthode la tension de rupture de plusieurs liquides en fonction de la pression, du taux de saturation en gaz et de la température. Dans l'eau saturée en gaz on ne peut obtenir que de petite tension $\sim 10^4 \text{ N/m}^2$, mais avec la diminution de la teneur en gaz la résistance prend des valeurs énormes à savoir ($\approx 5 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$). Si la température augmente la tension diminue.

Une autre possibilité pour la détermination de la qualité du fluide est la mesure de la teneur en bulles. Les mesures ont été effectuées par Keller et Waitendorf [39], Holl [29]. Liu et Brennen [47], Pyun et al. [57]. Les résultats livrent un spectre de bulles, c'est-à-dire la densité des bulles N en fonction du rayon de la bulle R .

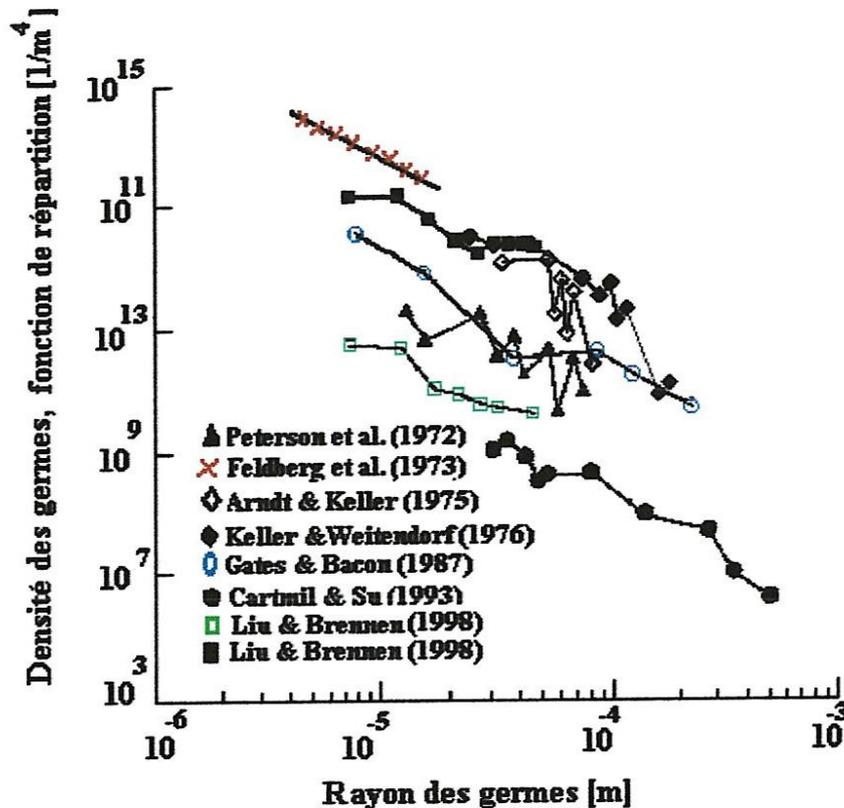


Figure 1.9. Mesure du spectre des bulles dans l'eau. Données de plusieurs sources.

2.3. Travaux numériques

Avec l'évolution effrénée de l'informatique, la simulation numérique des écoulements cavitants a gagné plus d'importance. La cavitation peut avoir plusieurs applications techniques, par conséquent on aura différents aspects de modélisation. La palette des modèles s'étend de la simple identification des isobares de pressions de vapeur dans le champ d'écoulement jusqu'aux modèles complexes, qui prennent en considération la totalité du processus de la dynamique de la bulle jusqu'à la résorption. La classification des modèles de cavitation peut se faire selon le type de cavitation (cavitation par couche, et cavitation en nuage).

Pour la cavitation en couche la zone cavitante est considérée dans le cadre de la modélisation, comme étant un domaine homogène, rempli de vapeur, qui ne renferme pas de bulles avec une structure dispersée. Il existe une interface très mince entre la phase fluide et la phase de vapeur, et ce qui rend possible l'utilisation de la méthode Front-tracking et Front Capturing type 2 à 5 dans le tableau 1.2.

1.3.1. Modèles pour la simulation de la cavitation en nuages:

La cavitation est considérée comme étant l'écoulement d'une bulle, qui en fonction des conditions environnantes peut grossir et s'implose, pour la simulation numérique de ce processus on utilise en général des relations de grossissement de la dynamique des bulles ainsi que d'autre hypothèse concernant leur répartition (Nombre, grandeur) type 5 dans le tableau 1.2.

Type	Simulation	Méthode	Auteurs
1	Uniphasique	La zone de cavitation est considérée comme une bulle de vapeur, qui s'écoule uniphasique les contours de la bulle est déterminé par un procédé itératif, le long des contours on ajoute d'autres conditions aux limites.	Lanzenberger[43], Hirt [31], Szymczak et al. [63], Chen & Heister[12], Lemonnier & Rowe [46], Brewer & Kinnas [9]
2	Biphasique	La cavitation est considérée comme un écoulement d'un fluide avec une densité variable. Pour résoudre le système d'équation on utilise une relation du type $\rho = f$ (pression, Enthalpie, Température) ou bien des relations empiriques.	Avva et al. [3], Ventikos & Tzabiras [66], Dellannoy [15], Dieval & Arnaud [17]
3	Biphasique	La cavitation est considérée comme un écoulement d'un fluide avec densité variable. La cavitation est modélisée comme étant un processus de relaxation temporelle, c-a-d $\rho=f(\text{temps,transfert par convection})$.La naissance et l'implosion de la bulle est considérée comme un terme source, dont la modélisation est basée sur des relations empiriques	Chen & Heister [10],Vortmann [68]
4	Biphasique	Analogue à la catégorie 3 mais l'intensité de la source est considérée moyennant la dynamique de la bulle et nécessite d'autres hypothèse concernant la répartition des germes de bulles dans le fluide. La dérivation du terme de source se fait dans un système de référence Lagrangien.Source= $f(d^2R/dt^2,dR/dt,R,.)$, la solution des équations de conservation se fait dans un système de référence d'Euler.	Cokljat et al. [14], Chen & Heister [11, 13]
5	Biphasique	Couplage des relations de la dynamique des bulles directement avec les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement dans le cadre d'une considération Euler-Euler.	Kubota et al. [42], Wang & Brennen [72]

Tableau 1.2. Modèle de simulation de cavitation.

• Effet échelle lors du traitement de la cavitation sur les modèles

Pour prédire les risques de cavitation dans les éléments des machines hydrauliques, comme les pompes par exemple, on utilise souvent deux méthodes. Dans les premières il est question de déterminer la distribution de la pression moyennant des essais sur des modèles. Dans le cas où les valeurs obtenues de la pression seraient équivalentes à la pression de vapeur saturante, alors on doit s'attendre à une cavitation. Dans la deuxième méthode on utilise ledit tunnel-de-cavitation, dans lequel on fait varier la pression afin d'arriver à visualiser la cavitation.

Pour estimer la cavitation dans la réalité (mise en service) on fait appel au nombre de cavitation σ , selon lequel il y aura cavitation, dans le prototype lorsque le nombre de cavitation déterminé dans le modèle est atteint. L'hypothèse fondamentale dans les deux cas est l'égalité entre la pression statique et la pression de vapeur saturante. La relation entre les vitesses, les pressions d'écoulement et les propriétés du fluide, pour les écoulements cavitationnels nous apprend que l'écart enregistré entre la pression de référence P_0 dans l'écoulement et la pression de vapeur saturante P_t du fluide est proportionnel à $(\rho v_0^2/2)$ ou v_0 est la vitesse de l'écoulement au point de référence:

$$\sigma = \frac{P_0 - P_t}{\rho \frac{v_0^2}{2}} \quad (1.13)$$

Ici il faut mentionner que se sont uniquement les forces d'inertie qui agissent, et que la pression, à laquelle la cavitation aura lieu, correspond à la pression de vapeur saturante pour une température donnée.

Donc on ne considère ni les effets de turbulence et de viscosité, ni les contraintes de traction dans le fluide, ni les effets du temps.

Pour une meilleure étude du phénomène de cavitation on fait appel à la théorie de similitude. Cependant les études ont montré qu'il existe une différence entre les pressions obtenues dans le modèle et celle du prototype. Ces différences sont par exemple le point de déclenchement de la cavitation, les inégalités entre les longueurs des zones de cavitation qui sont connues sous le nom effet d'échelle. Les plus importants nombres classiques de similitude utilisés pour la description des écoulements cavitationnels sont le nombre de Reynolds Re et le nombre de cavitation σ . Dans plusieurs études il a été montré que l'invariabilité de ces deux nombres n'assure pas la transposabilité des résultats du prototype sur l'original.

a cause la plus prépondérante et selon Keller [36, 37, 38], Gindroz [24] et Arndt [2] est la qualité du fluide.

La naissance de la cavitation en d'autre terme l'évolution des espaces vides remplis de vapeur, est due essentiellement à la formation de bulles d'air dans le fluide ainsi qu'aux propriétés physiques et thermodynamiques de l'écoulement, alors il faut toujours s'attendre à la manifestation de l'effet d'échelle.

Keller [37] cite 3 facteurs qui jouent un rôle important lors du passage des bulles d'air à de grands espaces vides.

- a) les propriétés des bulles d'air (dimension, forme) ainsi que leur préhistoire et par voie de conséquence leur comportement dynamique.
- b) Les grandeurs physiques de l'eau (température, teneur en gaz, et tension superficielle).
- c) Les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement (pression, vitesse ainsi que leurs fluctuations).

Si les anciens modèles ne tiennent pas compte de l'effet d'échelle, les nouveaux modèles se sont fixé comme objectif la prise en considération de tous les facteurs cités précédemment, et de quantifier leur influence.

3.1. Effet de la qualité du fluide:

La teneur en bulles d'air dans un liquide influe directement sur le nombre de cavitation critique σ_{crit} , qui s'il était sous dépassé il doit y avoir cavitation. Les études faites sur une duse-venturi [23] et celles de Keller [38] ont montré que c'est le taux de gaz qui influe en particulier sur la résistance au déchirement. Les contraintes de traction diminuent avec la croissance de la teneur en gaz, comme le montre le tableau suivant (Eau, $p=2,3$ bar, $T=20^\circ\text{C}$). Le degré de saturation du gaz ε est le rapport entre la quantité de gaz dilué c_0 la grande quantité possible de solution c_s , qui est fonction de la pression et de la température, comme il est montré dans le tableau ci-dessous

ε	0,5	1,0	1,5
Contrainte[N/m ²]	310000	110000	80000

Tableau 1.3.

Keller (1973) a conclu dans son étude que l'impulsion de la cavitation est très influencée par le spectre des bulles d'air contenues dans le fluide, comme le montre la figure (1.10). Même si la qualité du fluide est déterminante pour la valeur du nombre de cavitation critique, son influence sur le rendement d'une machine est petite [27]. Les expériences faite sur une turbine du type Kaplan [51], ont montré la chute du rendement lors du début de la cavitation est quasi-indépendant de la teneur en air de l'eau (analyse faite sur une teneur de 0,77% à 1,84%).

3.2. Effet échelle des vitesses:

Pour un nombre de cavitation constant et pour la même qualité d'eau, les effets de cavitation sont d'autant plus intenses que la vitesse augmente à partir d'une valeur de base σ_0 , le nombre de cavitation critique augmente avec le carré de la vitesse Keller [38]

$$\sigma_{crit} \approx v^2 \quad (1.13)$$

3.3. Effet des dimensions:

Keller (38) a montré qu'il existe une relation empirique entre la valeur critique de σ et la longueur caractéristique L .

$$\sigma_{crit} \approx \sqrt{L} \quad (1.14)$$

3.4. Effet de turbulence:

La turbulence produit des fluctuations de pression locales, dont les amplitudes typiques se situent dans l'intervalle. Son influence de vient négligeable lorsque $\Delta\sigma_{TN} \ll \sigma_{min}$ où σ_{min} désigne le nombre de cavitation le plus petit dans le champ d'écoulement.

3.5. Effet de viscosité:

L'augmentation de la viscosité provoque une réduction du nombre de cavitation, puisque elle empêche la croissance des bulles d'après Schnerr et al.[59].

3.6. Effet du nombre de Reynolds:

Dans plusieurs expériences il a été essayé de mettre R_e et σ en corrélation, comme le montre la figure 1.11 Le résultat est qu'avec l'augmentation de R_e on a aussi une augmentation de σ .

3.7. Effet thermique:

Jusqu'à nos jours il n'existe pas de mesures systématiques, qui documentent l'influence de la température du fluide sur la naissance de la cavitation.

Mais sur la base des réflexions sur la dynamique des bulles, on peut s'attendre à une réduction de l'effet de cavitation avec l'augmentation de la température. L'effet thermique dépend des propriétés du fluide (densité, capacité de chaleur, chaleur latente, conduction de chaleur), ce qui fait que l'étude expérimentale reste encore plus difficile.

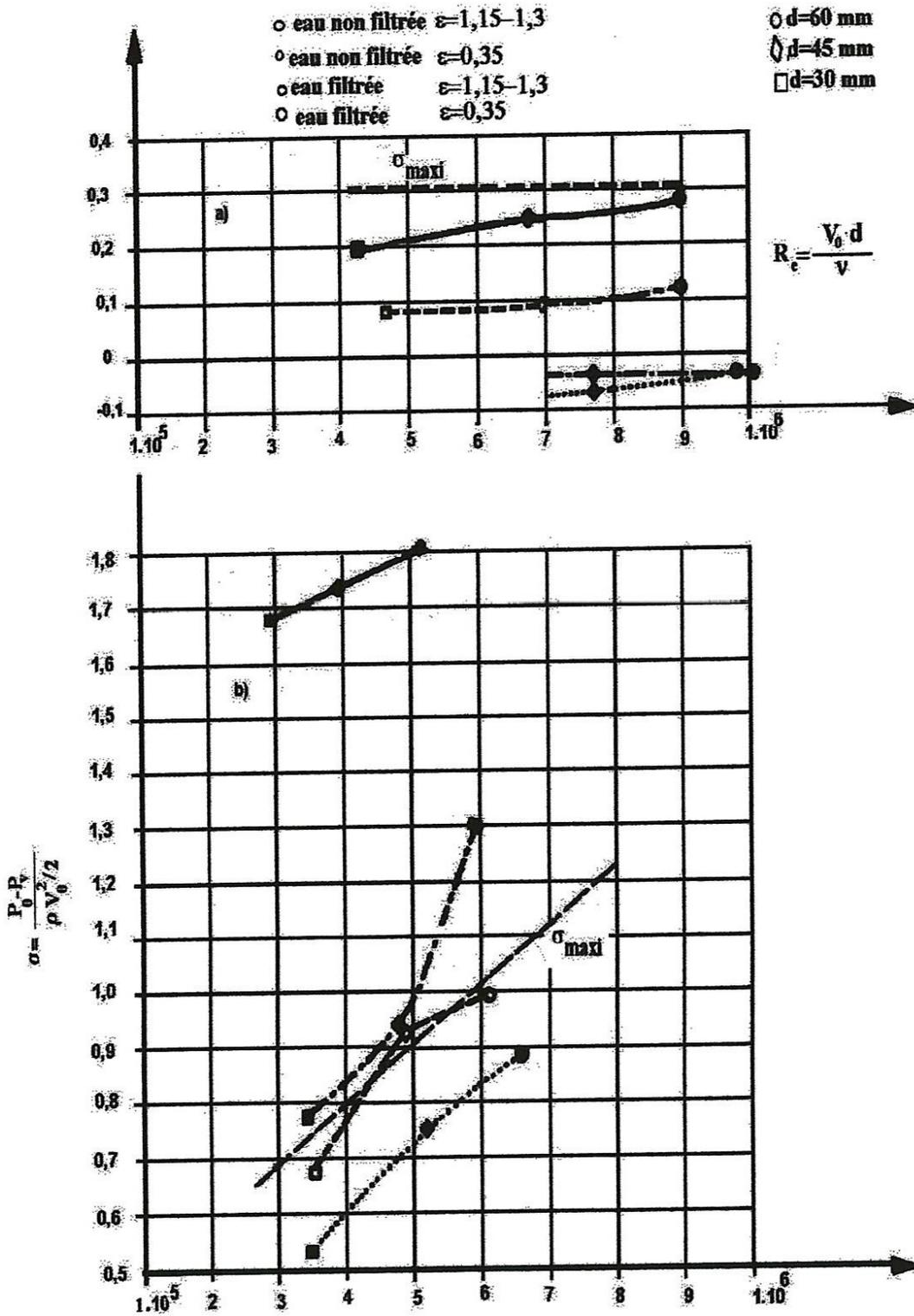


Figure 1.10. Nombre de cavitation en fonction de Re . Différent teneur en bulles et en gaz.

[Keller 1973].

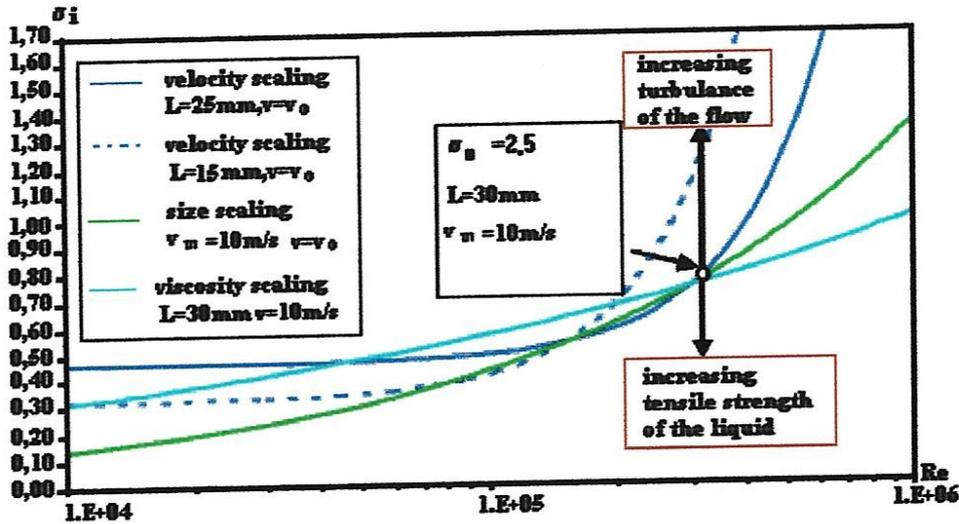


Figure 1.11. Corrélation entre Re et σ

Afin de tenir compte de tous ces effets sur le phénomène de cavitation, on doit faire une correction sur le nombre σ .

Il est évident que c'est la différence de pression qui est responsable du début de cavitation. Elle est constituée de la pression de référence P_0 et la pression locale dans la zone de cavitation. Cette dernière est composée de:

- ❖ la pression d'écoulement potentiel Pp ,
- ❖ la pression ΔP_{TN} résultant de la turbulence,
- ❖ la pression due à l'effet de rugosité ΔP_{TR} ,
- ❖ de l'écart ΔP_A par rapport à la pression d'écoulement.

Lorsqu'on réduit la pression de sorte que l'équilibre entre la pression de vapeur et du gaz produit à l'intérieur de la bulle, et la pression du fluide environnant, ainsi que la pression produite par la tension superficielle $\left(\frac{2\tau_s}{R}\right)$ (R rayon de la bulle), ne pourrait plus s'établir, alors on assiste à la croissance des bulles, qui se poursuit jusqu'à ce qu'elle devienne des espaces vides.

Cette croissance s'achève uniquement dans les zones, où la pression commence à augmenter. L'énergie libérée lors des implosions est la cause des risques destructifs de la cavitation.

La prise en compte de tous les effets cités précédemment donne le nombre σ sous la forme suivante:

$$\sigma = \frac{P_0 - P_p}{\rho \frac{v_0^2}{2}} + \frac{\Delta P_{TN} + \Delta P_{TR} + \Delta P_A + P_A}{\rho \frac{v_0^2}{2}} - \frac{2\tau_s/R}{\rho \frac{v_0^2}{2}} \quad (1.14)$$

D'où on peut conclure que l'effet des contraintes et de la teneur en gaz provoquent l'augmentation de σ , tandis que la tension superficielle agit dans le sens opposé.

CHAPITRE 2

PHENOMENE TRANSITOIRE

1. Introduction

Dans les conduites pleines on peut assister à la naissance des pressions de choc lorsque les organes de régulation sont actionnés ou bien lorsque les pompes sont activées. Les pressions de choc peuvent également avoir lieu lorsque les conduites sont rapidement remplies, dans le cas d'insuffisance d'aération, ou lorsqu'il y a lieu de phénomène de cavitation.

La pression de choc est le résultat de la force qui s'oppose à la variation de l'état du mouvement de la masse d'écoulement. Dans nos activités quotidiennes on ressent de manière douloureuse ce genre de forces pendant le freinage ou un démarrage rapide des véhicules. Elle est donnée sous la forme d'une hauteur additionnelle de pression de choc h_a .

2. Les équations d'Allievi

Dans les écoulements de gaz on doit prendre en considération les variations de densité, lorsqu'il y a lieu d'une variation de pression et de température. Mais même pour des liquides compressibles comme l'eau, il faut tenir compte des variations de densité lors de l'établissement de l'équation de continuité, lorsqu'il s'agit de pression de choc dans les conduites. Dans le cas contraire nous obtiendrons des expressions mathématiques qui ne reflètent la réalité que de manière approximative.

L'équation de pression de choc d'après Allievi est

$$\frac{\partial v}{\partial s} + \frac{g}{c^2} \frac{\partial h_p}{\partial t} = 0 \quad (2.1)$$

où h_p est la hauteur piézométrique au lieu s de la conduite ($h_p = z + \frac{P}{\rho g}$), z la hauteur

géométrique est c la célérité donnée par la formule

$$c = \frac{\sqrt{E_w/\rho}}{\sqrt{\frac{d}{e} \frac{E_w}{E} k + 1}} \quad (2.2)$$

Avec

- E_w Module d'élasticité du liquide.
- E Module d'élasticité du tuyau.
- k Constante voir tableau 2.1.

Pour arriver à établir ces deux équations on part de l'équation suivante:

$$\frac{\partial(\rho Q)}{\partial s} + \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} = 0 \quad (2.3)$$

alors:

$$\frac{\partial \rho Q}{\partial s} + \frac{\partial \rho A}{\partial t} = \frac{\partial \rho A v}{\partial s} + \frac{\partial \rho A}{\partial t} = \rho A \frac{\partial v}{\partial s} + \rho v \frac{\partial A}{\partial s} + v A \frac{\partial \rho}{\partial s} + \rho \frac{\partial A}{\partial t} + A \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.4)$$

Avec $v = \frac{ds}{dt}$, on obtient

$$\rho A \frac{\partial v}{\partial s} + \rho \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial s} \frac{ds}{dt} \right) + A \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial s} \frac{ds}{dt} \right) = 0 \quad (2.5)$$

les expressions entre parenthèses sont les variations totales de la surface d'écoulement A et de la densité ρ par rapport au temps t .

$$\rho A \frac{\partial v}{\partial s} + \rho \frac{dA}{dt} + A \frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial v}{\partial s} + \frac{1}{dt} \left(\frac{dA}{A} + \frac{d\rho}{\rho} \right) = 0 \quad (2.7)$$

Sachant que $A = \frac{\pi d^2}{4}$ et $dA = \frac{\pi d}{2} dd$, on aura:

$$\frac{\partial v}{\partial s} + \frac{1}{dt} \left(2 \frac{dd}{d} + \frac{d\rho}{\rho} \right) = 0 \quad (2.8)$$

La variation de la densité et du diamètre dans un élément de longueur ds du tuyau circulaire est le résultat d'une variation de la pression interne.

Premièrement une variation du volume $V = \frac{m}{\rho}$ est de la masse du liquide m dans

$$\text{l'élément du tuyau de } dV = -\frac{m}{\rho^2} d\rho .$$

l'où d'après la loi de Hooke:

$$\frac{dp}{E_w} = -\frac{dV}{V} = \frac{d\rho}{\rho} \quad (2.9)$$

Deuxièmement une variation de pression dp provoque une variation de la contrainte longitudinale σ_s et une contrainte radiale σ_ϕ à la paroi du tuyau, dont l'épaisseur doit être inférieure au diamètre. En tenant compte de la déformation transversale (coefficient de Poisson ν), on obtient d'après Hooke:

$$\frac{dd}{d} = \frac{1}{E} (d\sigma_\phi - \nu d\sigma_s) \quad (2.10)$$

$$\frac{d(ds)}{ds} = \frac{1}{E} (d\sigma_s - \nu d\sigma_\phi) \quad (2.11)$$

La variation du volume provoquée par la déformation radiale et longitudinale de l'élément du tuyau est:

$$dV = \frac{\pi}{4} (d+dd)^2 (ds+d(ds)) - \frac{\pi}{4} d^2 ds \quad (2.12)$$

En négligeant les termes d'ordre 3 et 4, l'équation devient:

$$dV = \frac{\pi}{4} d^2 ds \left(\frac{d(ds)}{ds} + 2 \frac{dd}{d} \right) \quad (2.13)$$

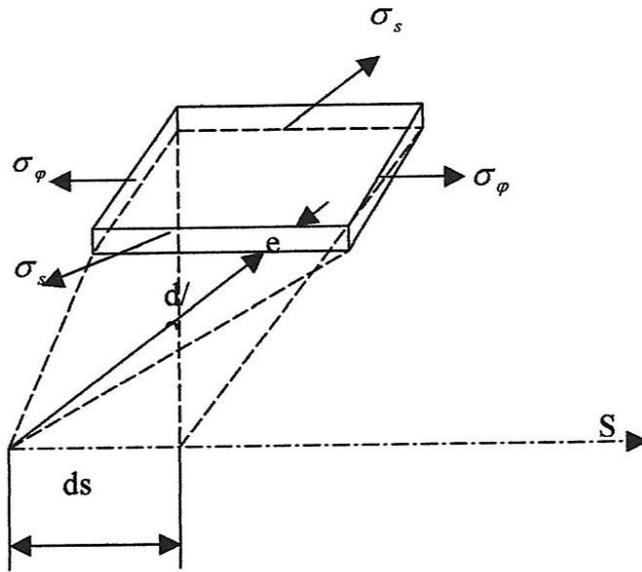


Figure 2.1. Contraintes radiales et longitudinales dans une section de conduite.

En utilisant toutes les expressions citées, on aura alors:

$$dV = \frac{\pi d^2 ds}{4 E} (d\sigma_s (1-2\nu) + d\sigma_\phi (2-\nu)) \quad (2.14)$$

La variation du volume peut aussi être écrite sous la forme suivante:

$$dV = \pi d \frac{dd}{2} (ds + d(ds)) \quad (2.15)$$

Du fait que $d(ds) \ll ds$, alors:

$$dV = \pi d \frac{dd}{2} ds \quad (2.16)$$

Si on introduit cette dernière dans (2.14), on obtient:

$$\frac{2dd}{d} = \frac{1}{E} (d\sigma_s (1-2\nu) + d\sigma_\phi (2-\nu)) \quad (2.17)$$

Les contraintes sont données en fonction de la pression interne,

$$d\sigma_{\varphi} = \frac{d}{2e} dp \quad \text{et} \quad d\sigma_s = k_s \frac{d}{2e} dp \quad (2.18)$$

ceci implique,

$$\frac{2dd}{d} = \frac{ddp}{2eE} (k_s (1-2\nu) + (2-\nu)) = \frac{d}{e} \frac{k}{E} dp \quad (2.19)$$

avec

$$k = \frac{1}{2} (k_s (1-2\nu) + (2-\nu)) = 1 - \frac{\nu}{2} + \frac{k_s}{2} - k_s \nu$$

Tout en sachant que pour un matériau homogène isotrope $\nu=0,3$.

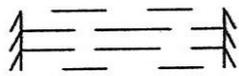
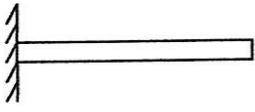
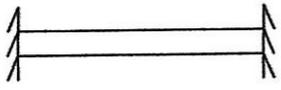
Désignation	Symbole	σ_s	σ_{φ}	k_s	k
conduite avec des éléments de dilatation		0	$\frac{p \cdot d}{2 \cdot e}$	0	$1 - \frac{\nu}{2} = 0,85$
Conduite encastrée d'un seul coté sans éléments de dilatation, dilatable longitudinalement		$\frac{p \cdot d}{4 \cdot e}$	$\frac{p \cdot d}{2 \cdot e}$	$\frac{1}{2}$	$1,25 - \nu = 0,95$
Conduite encastrée des deux cotés, dilatation, allongement bloqué		$\frac{\nu \cdot p \cdot d}{4 \cdot e}$	$\frac{p \cdot d}{2 \cdot e}$	ν	$1 - \nu^2 = 0,91$

Tableau 2.1. Contrainte dans une conduite [55].

Dans l'équation de contrainte (2.8) on introduit les expressions trouvées en (2.9) pour la variation relative de la densité et en (2.19) pour la variation relative du diamètre

$$\frac{\partial v}{\partial s} + \frac{dp}{dt} \left(\frac{d k}{e E} + \frac{1}{E_w} \right) = 0 \quad (2.20)$$

avec $h_p = z + p/\rho g$, on obtient:

$$p = \rho g (h_p - z) \quad (2.21)$$

et

$$dp = \rho g dh_p \quad (2.22)$$

ce qui donne:

$$\frac{\partial v}{\partial s} + \rho g \frac{dh_p}{dt} \left(\frac{d k}{e E_R} + \frac{1}{E_w} \right) = 0 \quad (2.23)$$

avec

$$\rho \left(\frac{d k}{e E} + \frac{1}{E_w} \right) = 1/c^2 \quad (2.24)$$

on obtient:

$$c = \frac{\sqrt{E_w/\rho}}{\sqrt{\frac{d E_w}{e E} k + 1}} \quad (\text{cf. (2.2)})$$

et

$$\frac{\partial v}{\partial s} + \left(\frac{g}{c^2} \right) \frac{dh_p}{dt} = 0 \quad (2.25)$$

Vu que h_p varie avec l'espace s et le temps t alors,

$$\frac{dh_p}{dt} = \frac{\partial h_p}{\partial t} + \frac{ds}{dt} \frac{\partial h_p}{\partial s} = \frac{\partial h_p}{\partial t} + v \frac{\partial h_p}{\partial s} \quad (2.26)$$

Si on pose $\partial s = c \cdot \partial t$, alors on a:

$$\frac{dh_p}{dt} = \frac{\partial h_p}{\partial t} + \frac{v}{c} \frac{\partial h_p}{\partial t} \quad (2.27)$$

. Pression de choc dans les conduites

Pour les calculs des pressions de choc on doit tenir compte des hypothèses suivantes:

- . la vitesse et la pression sont uniformément distribuées sur la section d'écoulement,
- . la hauteur de la vitesse est négligée par rapport à la hauteur de pression ha ,
- . étant donné que la pression de choc se rabattra (après quelques secondes), alors la position du niveau d'eau dans le réservoir ne varie pas.

2.1. La pression de choc d'après la théorie de la colonne d'eau rigide

L'axe à l'extrémité basse d'une conduite de longueur L alimenté à partir d'un réservoir se ferme au temps du début de la régulation t_0 à une hauteur h_0 au-dessous de la surface libre.

La section d'ouverture de l'organe de régulation pendant ce temps serait A_{g0} , la vitesse est v_0 et le débit Q_0 .

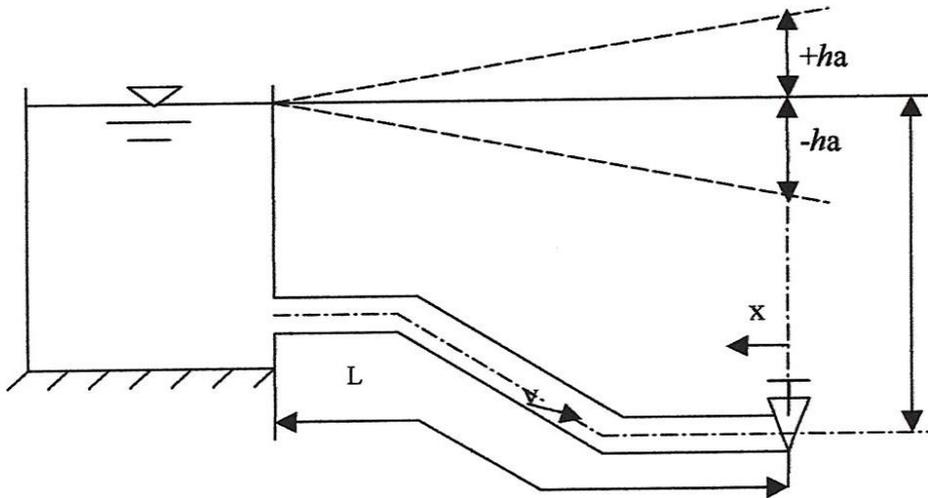


Figure 2.2. Conduite issue d'un réservoir avec robinet en A

Pour une fermeture ou ouverture partielle ou totale pendant le temps de régulation T , la masse du liquide $m = \rho LA$ produit dans la conduite dans la section avant l'organe, la force de d'Alembert

$$F = -m \frac{dv}{dt} = -\rho LA \frac{dv}{dt} = -\rho L \frac{dQ}{dt} \quad (2.28)$$

Pendant la fermeture ($dQ < 0$), F est positif, ce qui permet la naissance de la hauteur de pression de choc $+h_a$. De même on obtient une hauteur négative $-h_a$ pendant l'ouverture ($dQ > 0$), réduction de la pression.

Avec $F = \rho g h_a A$, il vient

$$h_a = -\frac{L}{gA} \frac{dQ}{dt} = -\frac{L}{g} \frac{dv}{dt} \quad (2.29)$$

L'allure temporelle de la hauteur de pression de choc dépend de la variation du débit avec le temps.

D'après l'équation $Q = \mu A_g \sqrt{2gh}$ débit par orifice, on admet que μA_g comme étant la surface d'ouverture hydrauliquement efficace de l'organe de régulation, où μ est le facteur d'écoulement ($\mu = \psi \varphi$) avec ψ coefficient de contraction et φ facteur des pertes de l'organe de régulation.

$$\text{Pour le temps } t = 0 : Q = (\mu A_g)_0 \sqrt{2gh_0}$$

$$\text{Pour le temps } 0 < t \leq T : Q = (\mu A_g)_t \sqrt{2g(h_0 + h_a)}$$

Avec

$$(\mu A_g)_t = \theta (\mu A_g)_0 \quad (2.30)$$

Où θ est une fonction de régulation qui dépend uniquement du temps exprimant la variation de la surface d'ouverture hydrauliquement efficace pendant le temps T .

La variation du débit pendant le temps

$$Q = Q_0 \cdot \theta \cdot \sqrt{1 + \frac{h_a}{h_0}} \quad (2.31)$$

Si $(\mu A_g)_0 = 0$, c'est à dire que l'organe est complètement fermé, ceci implique que θ est indéterminé.

Dans ce cas pendant le temps t la surface hydrauliquement efficace de l'organe de régulation se rabattra sur celle après la fermeture de l'organe $(\mu A_g)_e$, alors on obtient

$$Q = Q_e \cdot \theta \cdot \sqrt{1 + \frac{h_a}{h_0}} \quad (2.32)$$

Q_e est le débit à la fin du processus d'ouverture.

Selon [55], il a été donné deux quantités tel que:

$$K_1 = \left(\frac{LQ_0}{gAh} \frac{d\theta}{dt} \right)^2 \quad \text{et} \quad K_1 = \left(\frac{LQ_e}{gAh} \frac{d\theta}{dt} \right)^2 \quad (2.33)$$

La hauteur maximale rapportée à h_0 est:

$$\frac{\max h_a}{h_0} = \frac{K_1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{4}{K_1}} \right) \quad (2.34)$$

Le signe positif est valable pour $\frac{dQ}{dt} < 0$ (fermeture) et le signe négatif pour

$\frac{dQ}{dt} > 0$ (ouverture), sur la figure 2.3 est illustré l'allure de la fonction $\frac{\max h_a}{h_0} = f(K_1)$.

La pression de choc peut être calculée si on admet que $h_a \approx \sqrt{t}$, alors on peut facilement intégrer l'équation (2.29) et le résultat devient

$$\max h_a = \frac{3L(Q_0 - Q_e)}{2gAT} \quad (2.35)$$

Cette formule de Budau nous renseigne sur le fait que la pression de choc est d'autant plus grande, que le temps de régulation T est petit, que la différence ΔQ est grande et que la conduite est longue.

Les équations (2.35) et (2.36) sont valables pour des hauteurs de pression très proche de l'organe de régulation. Pour une distance arbitraire, la masse du liquide n'est plus $m = \rho LA$, mais $m = \rho(L-x)A$ et du fait de la proportionnalité de la force et de la masse pour cette position x on peut écrire [55]:

$$\max h_a(x) = \max h_a \cdot \left(1 - \frac{x}{L} \right) \quad (2.36)$$

Selon la théorie de la colonne rigide, qui donne pour $T \rightarrow 0$, on aura $h_a \rightarrow \infty$, ce qui n'est pas le cas dans la réalité, cette théorie donne des résultats non acceptable, pratiquement utilisé uniquement si la condition ci-dessous est vérifiée.

$$T \text{ en s } \succ L \text{ en Km} \tag{2.37}$$

Pour une conduite formée de n longueurs élémentaires L_i ayant respectivement les sections A_i , on peut écrire d'après (Bollrich, 1985)

$$\frac{L}{A} = \sum_i^n \frac{L_i}{A_i} \tag{2.38}$$

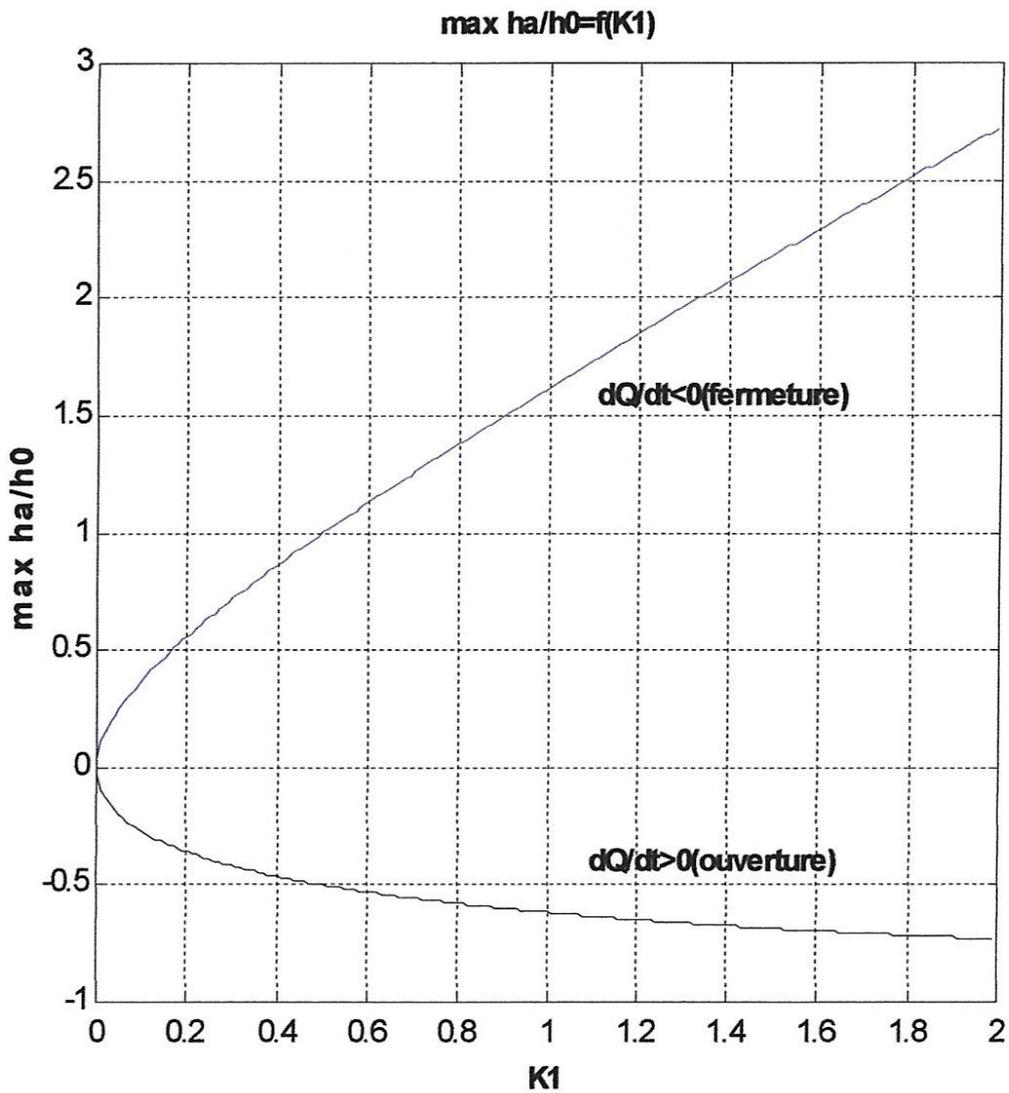


Figure 2.3.

3.2. Pression de choc d'après la colonne d'eau élastique

Pour de longues conduites et des durées de régulation on doit prendre en considération pendant les calculs de pression de choc, la compressibilité des liquides et l'élasticité des conduites, on doit donc étudier avec précision le processus réel. En réalité on observe dans la zone de perturbation (vanne, pompe) une variation de la densité, qui se propage dans la conduite avec la célérité c , d'après l'équation (2.2).

La pression de choc provoque à une zone arbitraire x et a un temps arbitraire t , la naissance des ondes de pression qui se superposent et se réfléchissent.

On dispose de deux équations différentielles linéaires et homogènes de premier ordre d'après Allievi

$$\frac{\partial v}{\partial s} + \frac{g}{c^2} \frac{\partial h_p}{\partial t} = 0 \quad (2.39)$$

et

$$\frac{\partial h_p}{\partial s} + \frac{1}{g} \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad (2.40)$$

En introduisant dans les deux équations le débit au lieu de la vitesse on obtient:

Equation de continuité

$$\frac{1}{A} \frac{\partial Q(x,t)}{\partial x} + \frac{g}{c^2} \frac{\partial h_p(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (2.41)$$

Equation d'énergie

$$\frac{\partial h_p(x,t)}{\partial x} + \frac{1}{g.A} \frac{\partial Q(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (2.42)$$

Ce système d'équations différentielles est du type hyperbolique, duquel dépend la procédure de solution. Le procédé développé par Schnyder et Bergeron (procédé graphique) est une démarche adéquate pour résoudre ce problème.

Dans l'équation d'énergie on remarque l'absence du terme indiquant les pertes hydrauliques.

Celles-ci peuvent être prises en considération en introduisant la pente des frottements, d'après

l'équation $h_f = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}$, ceci signifie:

$$\frac{\partial h_p(x,t)}{\partial x} + \frac{1}{g.A} \frac{\partial Q(x,t)}{\partial t} + \frac{\lambda Q^2}{2gdA^2} = 0 \quad (2.43)$$

Premièrement on ne va pas considérer les pertes hydrauliques. La solution simultanée de l'équation (2.41) et (2.42) est

$$h(x,t) = h_p(x,t) - h_p(x,0) = F(t-x/c) + f(t+x/c) \quad (2.44)$$

$$Q(x,t) - Q(x,0) = -\frac{gA}{c} [F(t-x/c) - f(t+x/c)] \quad (2.45)$$

A partir des équations (2.44) et (2.45) on remarque que les deux fonctions F et f sont des hauteurs de pression. Leur importance devient encore plus claire comme suit

Un système qui se déplace dans la conduite avec la vitesse c dans la direction positive x se trouve au temps t_0 à x_0 .

La direction positif x est toujours opposée à la direction d'écoulement initiale. Au temps $t > t_0$ le système se trouve à la position $x = x_0 + c(t - t_0)$. Ceci est introduit dans l'argument de la fonction F est donnée par

$$F(t-x/c) = F(t_0 - x_0/c) \quad (2.46)$$

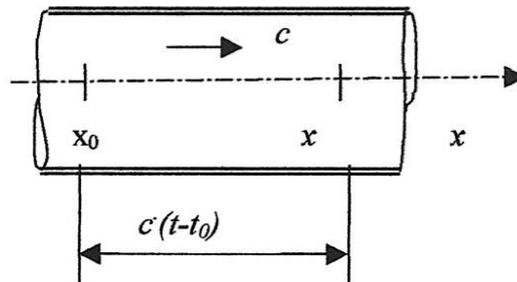


Figure 2.4.

si le système ne démarre pas pendant $t_0(x_0)$ mais plus tard à un temps Δt avec la vitesse c , alors on obtient une valeur pour l'argument $t_0 + \Delta t - \frac{x_0}{c}$ et par voie de conséquence une autre valeur de F , ce cas est représenté sur la figure 2.5.

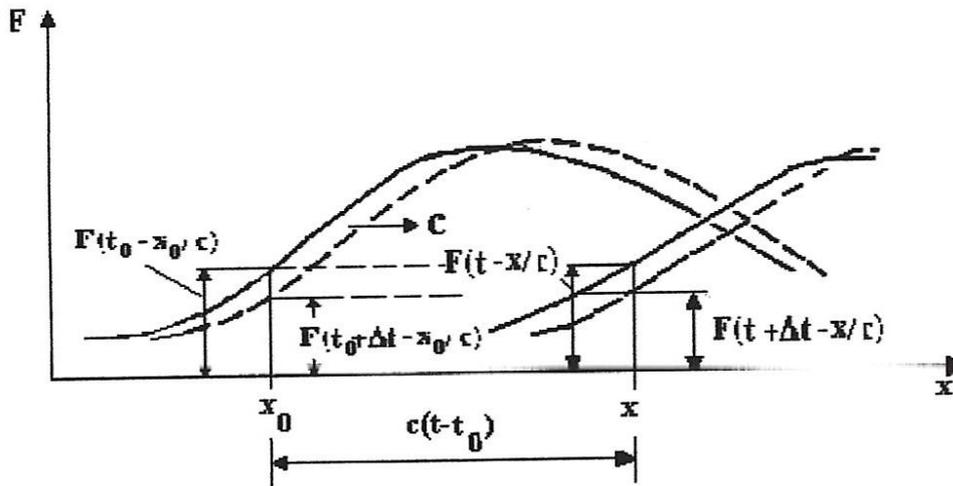


Figure 2.5. Onde de pression primaire.

Il est donc clair que F est une onde de pression se propageant avec la vitesse c dans le sens positif, ladite onde primaire.

De même un système se déplaçant dans la direction opposée montre que la fonction f n'est autre que l'onde se propageant avec la vitesse c , ladite onde de réflexion.

Si les deux fonctions $F(x,t)$ et $f(x,t)$ sont connues on peut obtenir par la superposition la hauteur de pression de choc d'après l'équation (2.44).

2.1. Le calcul graphique de la pression de choc

Dans une position quelconque x_0 et au temps t_0 on admet que la hauteur piézométrique $h_p(x_0, t_0)$ et le débit $Q(x_0, t_0)$ sont connus. Dans un système de coordonnées $(h_p - Q)$ cet état est donné par le point (x_0, t_0) , figure 2.6.

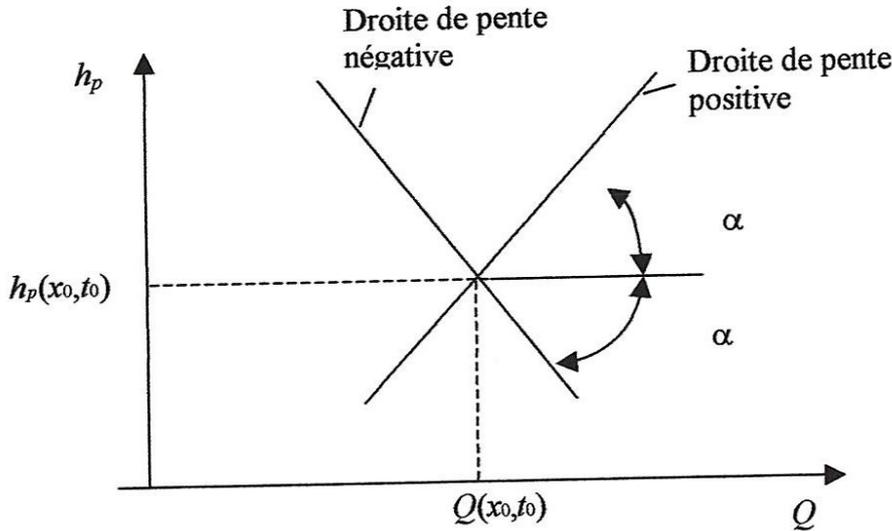


Figure 2.6.

À partir du couple d'équation (2.43) et (2.44) l'onde de réflexion $f(t + x/c)$ serait éliminée

$$h_p(x, t) - h_p(x, 0) = \frac{c}{gA} [Q(x, t) - Q(x, 0)] + 2F(t - x/c) \quad (2.47)$$

Cette relation est valable non seulement pour la grandeur d'état recherché au point (x, t) du diagramme $(h_p - Q)$ mais aussi pour la grandeur d'état connue au point (x_0, t_0)

$$h_p(x_0, t_0) - h_p(x_0, 0) = \frac{c}{gA} [Q(x_0, t_0) - Q(x_0, 0)] + 2F(t_0 - x_0/c) \quad (2.48)$$

vu que $h_p(x_0, 0) = h_p(x, 0)$ et $Q(x_0, 0) = Q(x, 0)$, écoulement stationnaire dans une conduite et en considérant l'équation (2.6) pour laquelle l'onde primaire se propage dans la direction $(+x)$ on peut écrire la différence des deux dernières équations

$$h_p(x, t) - h_p(x_0, t_0) = \frac{c}{gA} [Q(x, t) - Q(x_0, t_0)] \quad (2.49)$$

Celle-ci est une équation d'une droite dans le diagramme $(h_p - Q)$ qui passe par le point (x_0, t_0) avec la pente positive

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{c}{gA} \quad (2.50)$$

La droite de pression positive est le lieu géométrique pour la grandeur d'état recherchée au point (x, t) . Le deuxième lieu géométrique s'obtient dans la forme de la droite de pression négative, de sorte que l'onde primaire $F(t - x/c)$ soit éliminée du système d'équation.

La droite de pression négative se distingue de la droite positive uniquement par la pente négative

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{c}{gA}$$

L'onde primaire est la droite positive, l'onde de réflexion est la droite négative.

Si on doit déterminer h_p et Q au lieu x au temps t , alors il faut connaître à priori des deux côtés de x les distances L_1 et L_2 aux lieux x_1 et x_2 , les grandeurs d'état aux temps L_1/c et L_2/c , qui sont nécessaire pour que les ondes arrivent au même temps t au lieu x .

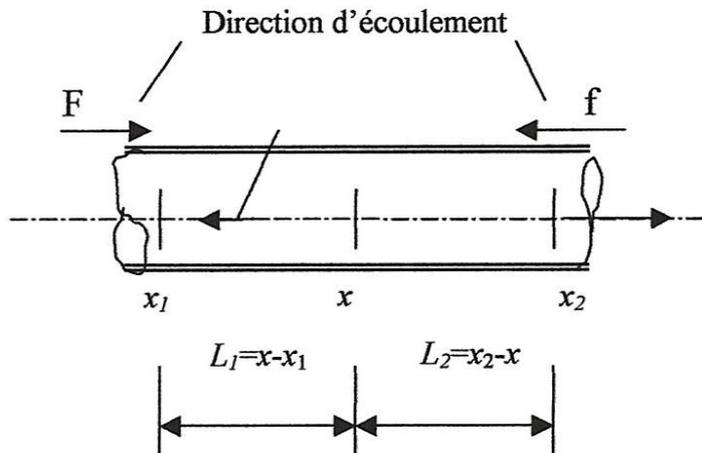


Figure 2.7.

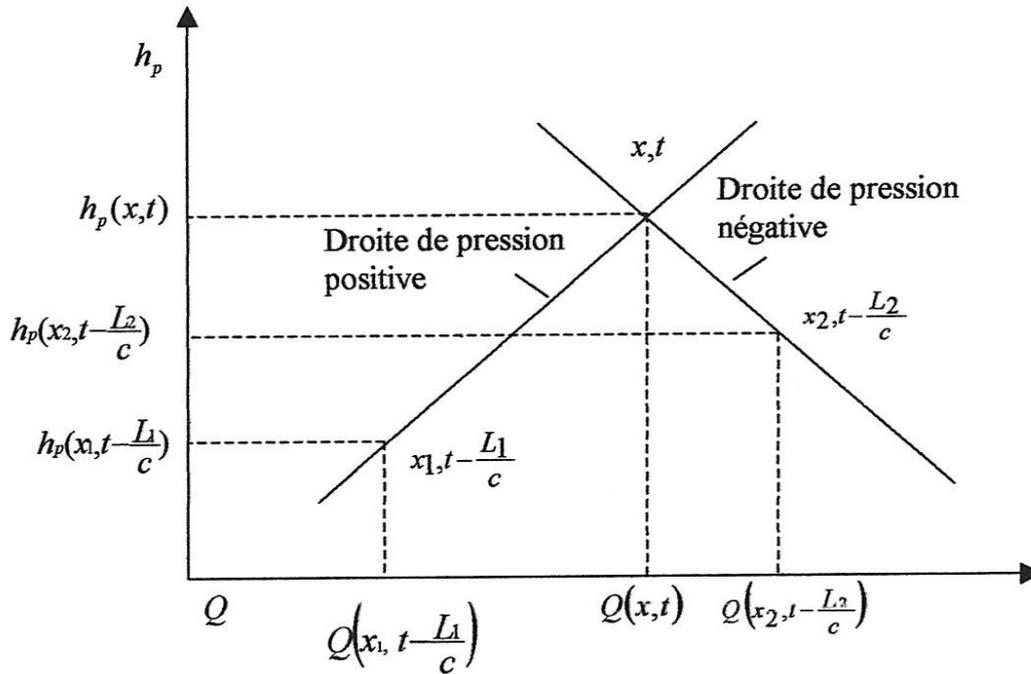


Figure 2.8.

Le point d'intersection des deux droites de pression, qui est représenté par les deux points $(x_1, t - \frac{L_1}{c})$ et $(x_2, t - \frac{L_2}{c})$, donne la grandeur recherchée en (x, t) . L'inconvénient rencontré quand on travaille dans le diagramme $(h_p - Q)$, est que l'utilisation des hauteurs de pression piézométrique et les débits livrent des droites de pression très inclinées et par voie de conséquence des points d'intersection glissants, car c se situe environ à 1000 m/s, et que g vaut $\approx 10 \text{ m/s}^2$ et que A n'est que de 10 m^2 dans les cas les plus rares.

Pour cette raison il convient d'utiliser des grandeurs adimensionnelles.

$$\frac{h_p}{h_0} = \hat{h} \text{ et } \frac{Q_0}{Q} = \hat{Q} \text{ (pour } \Delta Q < 0) \text{ ainsi que } \frac{Q}{Q_e} = \hat{Q} \text{ (pour } \Delta Q > 0)$$

Avec la dite caractéristique de la conduite

$$\hat{\rho} = \frac{cQ_0}{2gAh_0} \text{ ainsi que } \hat{\rho} = \frac{cQ_e}{2gAh_0} \tag{2.51}$$

on obtient l'équation des droites de pression dans le plan $(\hat{h}_p - \hat{Q})$.

$$\hat{h}(x, t) - \hat{h}(x_0, t_0) = \pm 2\hat{\rho} (\hat{Q}(x, t) - \hat{Q}(x_0, t_0)) \quad (2.52)$$

et la pente des droites serait

$$\text{tg}\alpha = \pm 2\hat{\rho} = \pm \frac{cQ_0}{gAh_0} \quad \text{ainsi que} \quad \text{tg}\alpha = \pm \frac{cQ_e}{gAh_0} \quad (2.53)$$

Dans ce diagramme $(\hat{h}_p - \hat{Q})$ la grandeur d'état se trouve au début de la réduction de la pression ainsi qu'après la fin de l'accroissement du débit et après l'amortissement total de l'onde de la pression de choc à $\hat{h} = 1$ et $\hat{Q} = 1$.

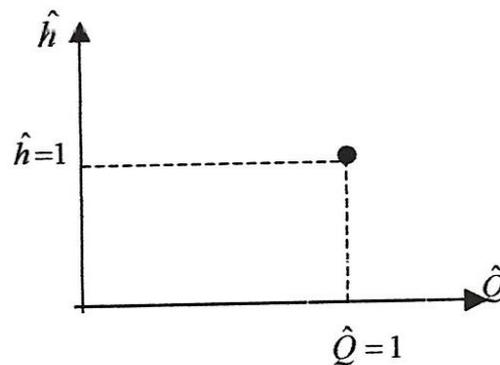


Figure 2.9.

3.2.2. Réflexion et transmission de l'onde de pression.

La zone de perturbation du débit se trouve à $x = 0$, (figure 2.2). La pression au lieu $0 < x < L$ se détermine, après le début du processus de régulation au temps $t = 0$, par l'onde primaire.

Le temps de réflexion

$$t_r = \frac{2L - x}{c} \quad (2.54)$$

est caractérisé par $f = 0$. Pour la zone de perturbation le temps de réflexion est

$$t_r(x=0) = \frac{2L}{c} \quad (2.55)$$

À l'intersection des phases de la pression de choc directe, les équations (2.43) et (2.44) se réduisent à

$$h_a(x,t) = F(t - x/c) \quad (2.56)$$

$$Q(x,t) - Q(x,0) = -\frac{gA}{c} F(t - x/c) \quad (2.57)$$

d'où

$$h_a(x,t) = \frac{c}{gA} (Q(x,0) - Q(x,t)) \quad (2.58)$$

La plus grande pression possible s'obtient, lorsque dans la phase de la pression directe, le débit $Q(x,0)$ est complètement bloqué $Q(x,T)=0$ avec $0 \leq T \leq t_r$, dit choc de Joukowski

$$\max h_a = \frac{c}{gA} Q(x,0) \quad (2.59)$$

Ceci aura lieu uniquement après (x/l) lors du blocage total du débit au point x . La pression de choc devient petite, lorsque $T > t_r$.

3.2.2.1. Surface libre

Si une conduite déverse à $x=L$ dans un réservoir avec une surface libre, alors on connaît la hauteur piézométrique, (position de la surface libre).

Avec

$$h_p(L,0) = h_p(L,t) \quad (2.60)$$

L'équation (2.44) devient

$$-F(t-L/c) = f(t+L/c) \quad (2.61)$$

Pour un temps avant $\frac{L}{c}$ à l'organe de régulation on peut écrire

$$f(t) = -F(t-2L/c) \quad (2.62)$$

Dans le diagramme $(\hat{h}_p - \hat{Q})$ la hauteur piézométrique constante est présentée à $x=L$ parallèlement à \hat{Q} distante de 1. Le point d'intersection avec la droite positive donne la grandeur d'état au temps t .

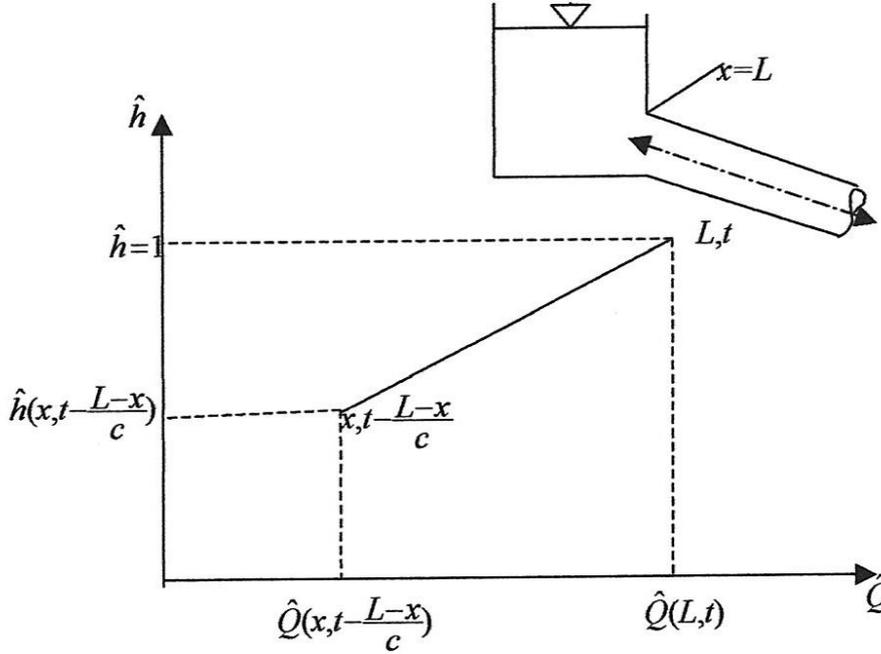


Figure 2.10. Reflexion à une surface libre

3.2.2.2. Organes de régulation

A $x = 0$ pour un organe de régulation complètement fermé, le débit est nul:

$$Q(0,0) = Q(0,t) = 0$$

l'équation (2.45) devient

$$F(t) = f(t) \tag{2.63}$$

ainsi que l'équation (2.44)

$$h_a(0,t) = 2F(t) \tag{2.64}$$

c'est à dire la pression de choc est égale au double de l'onde arrivante.

La condition, $Q = 0$, implique que les grandeurs d'état dans le diagramme $(\hat{h}_p - \hat{Q})$ se trouve la coordonnée \hat{h} . La grandeur d'état serait $x=0$ au temps t dans le diagramme $(\hat{h}_p - \hat{Q})$, comme étant le point d'intersection de la droite de pression négative.

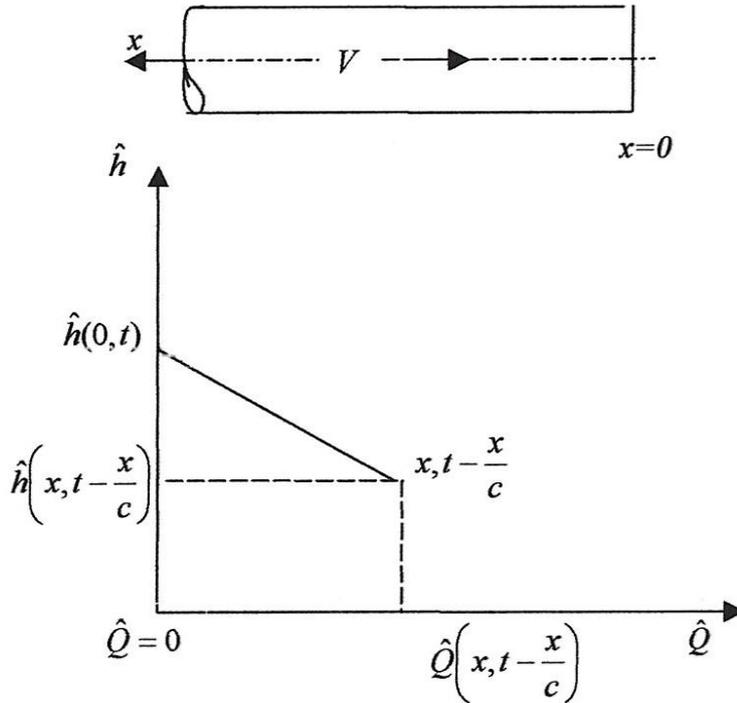


Figure 2.11. Réflexion à un organe de régulation fermé

Si l'organe est partiellement ouvert, de sorte que la surface d'ouverture hydrauliquement efficace à $x = 0$ au temps t est $(\mu A_g)_t$, alors

$$Q(0,t) = (\mu A_g)_t \sqrt{2gh(0,t)} \quad (2.65)$$

et considérant l'équation $(\mu A_g)_t = \theta (\mu A_g)_0$ on obtient $\hat{Q}_{(0,t)} = \theta_{(t)} \sqrt{\hat{h}(0,t)}$ pour $\hat{h} = 1$ on a $\hat{Q} = \theta$, (figure 2.12.).

3.2.2.3. Pompes centrifuges

La relation entre la hauteur d'aspiration et le débit pour les pompes centrifuges, nous donne la ligne caractéristique de la pompe, que le fabricant met à disposition. Lors de l'action ou de l'arrêt, on obtient une autre ligne caractéristique. Lorsque la grandeur d'état, c'est à dire distant $(L-x)$ de la pompe, au temps $t-(L-x/c)$ est connue alors la grandeur d'état au temps t à la pompe, au point d'intersection avec la droite de pression positive, serait obtenu par l'intermédiaire de la ligne caractéristique correspondante au nombre de tour au temps t .

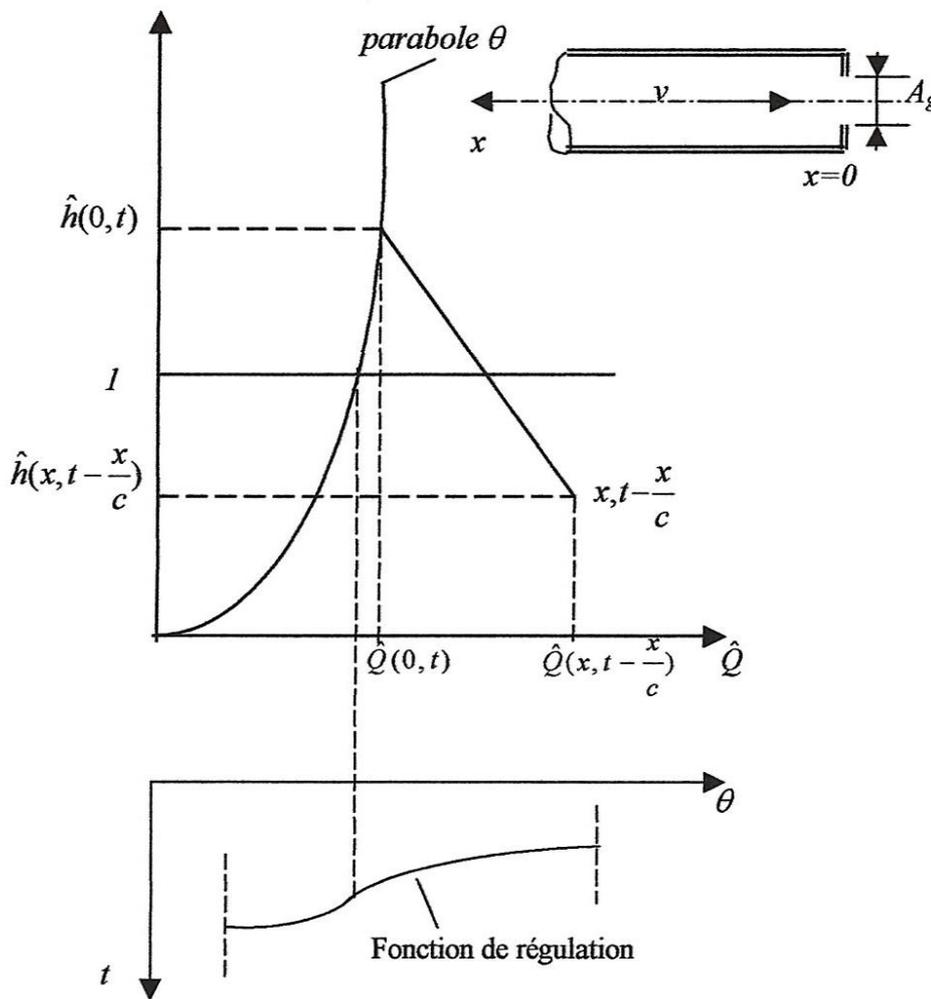


Figure 2.12. Réflexion et transmission à un organe partiellement ouvert.

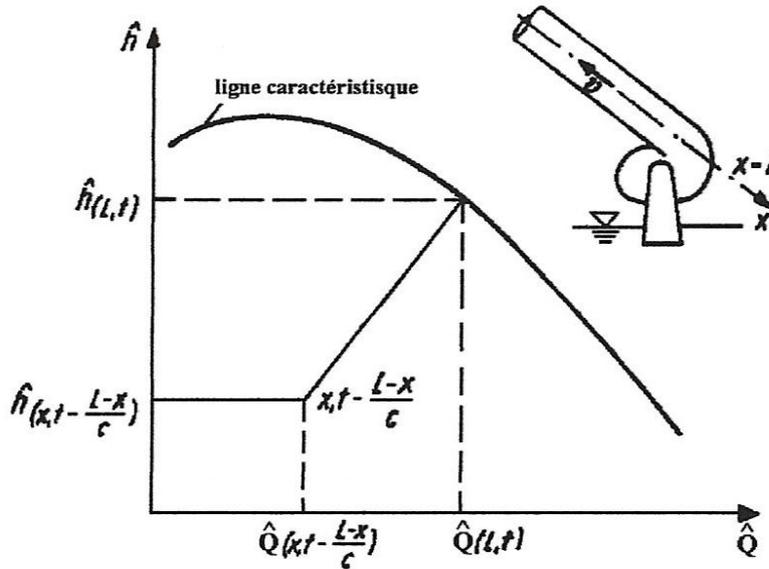


Figure 2. 13.Réflexion à une pompe.

3.2.3. Considération des pertes hydrauliques

Les oscillations de la pression de choc s'amortissent rapidement, et cela suite aux pertes d'énergie hydraulique, particulièrement dans les conduites très longues.

Pour un écoulement stationnaire Q_0 et Q_e d'une conduite gravitationnelle, la hauteur de pression h_{p_0} (si on néglige la hauteur de vitesse) n'est pas égale à h_0 (fig.2.2), mais sera plus petites, tandis que pour une conduite de refoulement la hauteur sera plus grande.

Sachant les pertes par frottement

$$h_{i_0} = \sum \zeta \frac{Q_0^2}{2gA^2} \quad \text{et} \quad h_{i_e} = \sum \zeta \frac{Q_e^2}{2gA^2} \quad (2.66)$$

alors la hauteur prendra la valeur

$$h_{p_0} = h_0 \mp h_{i_0} \quad (2.67)$$

Le signe (-) conduite gravitationnelle, le signe (+) conduite de refoulement.

La hauteur h_i varie en fonction du débit, si on admet que

$$\sum \zeta = \frac{2gA^2 h_{i_0}}{Q_0^2} \quad \text{et} \quad \sum \zeta = \frac{2gA^2 h_{i_e}}{Q_e^2} \quad (2.68)$$

est indépendant du débit (uniquement pour les pertes locales, mais pour les pertes par frottement), on obtient

$$h_1 = \sum \zeta \frac{Q^2}{2gA^2} = h_{l_0} \left(\frac{Q}{Q_0} \right)^2 \text{ et } h_1 = h_{l_0} = h_{l_0} \left(\frac{Q}{Q_e} \right)^2 \quad (2.69)$$

Dans le diagramme $(\hat{h}_p - \hat{Q})$ on peut écrire

$$\hat{h}_1 = \hat{h}_{l_0} \hat{Q}^2 \quad (2.70)$$

qui représente la ligne caractéristique de la conduite.

Dans le diagramme $(\hat{h}_p - \hat{Q})$ on a

$$\hat{h} = 1 \pm \hat{h}_{l_0} \hat{Q}^2 = 1 \pm \sum \zeta \frac{Q_0^2}{2gA^2 h_0} \hat{Q}^2 \quad (2.71)$$

et

$$\hat{h} = 1 \pm \sum \zeta \frac{Q_e^2}{2gA^2 h_0} \hat{Q}^2 \quad (2.72)$$

Lors de la construction de la parabole θ on doit tenir compte des pertes, tel que

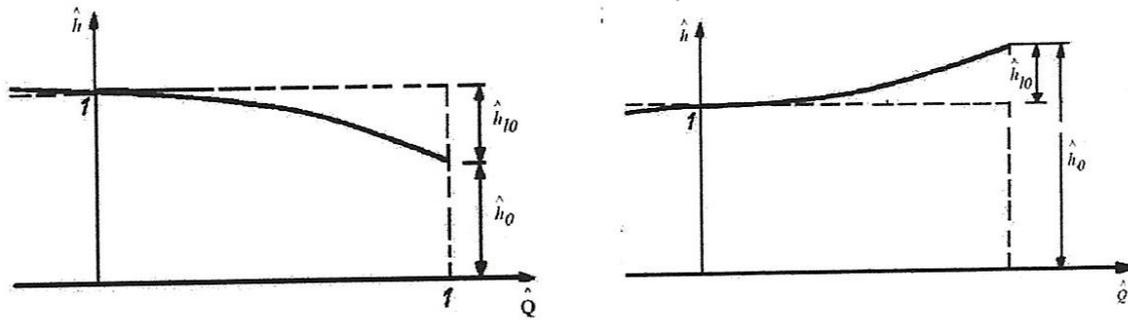
$$Q_{0,e} = (\mu A_g)_{0,e} \sqrt{2gh_{p_0}}$$

$$Q = \theta \sqrt{\frac{h_p}{h_0}} = \theta \sqrt{\frac{h_0}{h_{p_0}}} \sqrt{\frac{h_p}{h_0}} = \theta \sqrt{\frac{h_0}{h_{p_0}}} \sqrt{\hat{h}} \quad (2.73)$$

pour le calcul de la parabole θ , dans le diagramme $(\hat{h}_p - \hat{Q})$, il faut travailler avec la fonction de régulation suivante:

$$\theta \sqrt{\frac{h_0}{h_{p_0}}} = \frac{(\mu A_g)_t}{(\mu A_g)_{0,e}} \sqrt{\frac{h_0}{h_{p_0}}} \quad (2.74)$$

Avec $h_{p_0} = h_0 \pm h_{l_0}$



a) conduite gravitationnelle

b) Conduite de refoulement

Figure 2. 14.

2.4. Ecoulement à travers les organes de régulation

Les organes de régulation seront comme l'indique leur nom à réguler le débit dans les conduites.

Pour ce faire il existe une panoplie d'organes: vannes, clapet,..etc. selon le diamètre du tuyau.

Leur comportement est différent selon leur position dans les conduites. Si l'organe de régulation se trouve au milieu de la conduite (fig.2.15 a) alors la variation de la hauteur de perte h_s , provoquera une variation du débit.

$$h_s = \zeta \frac{v^2}{2.g} \quad (2.75)$$

Si les dimensions de l'organe et de la conduite sont différentes, dans ce cas pour déterminer h_s on doit prendre v_s , au lieu de v correspondant à d_s

$$v_s = v \frac{A}{A_s} = v \left(\frac{d}{d_s} \right)^2 \quad (2.76)$$

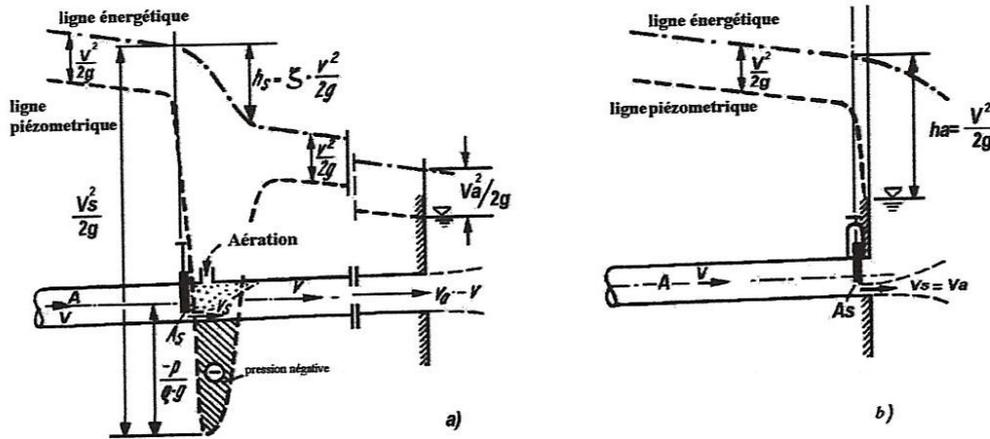


Figure 2.15. Positions de l'organe de régulation [57].

Pour les organes qui se trouvent à l'intérieur de la conduite, la hauteur piézométrique (surtout pour des petites ouvertures) pourrait se rabattre au-dessous de l'axe de la conduite, de sorte que la pression d'évaporation soit atteinte, donc occurrence de cavitation. Pour éviter les dégâts des organes et dans les conduites, on doit faire recours à une aération, sans oublier de se débarrasser de cet air. Avec l'augmentation de l'aération l'écoulement se rapproche davantage de l'état initial.

Lorsque l'organe de régulation se trouve à l'extrémité de la conduite (fig.2.15.b), alors les conditions d'écoulement sont très différentes (écoulement dans l'air libre, écoulement dans un bassin ou réservoir), pour cette raison il convient d'utiliser l'analogie d'écoulement par orifice, le débit $Q = v \cdot A$ est une fraction du débit théorique

$$Q_{th} = A_s \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot h_a} = \frac{A_s}{A} \cdot A \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot h_a} \quad (2.77)$$

$$Q = \mu \cdot Q_{th} = \mu \cdot \frac{A_s}{A} \cdot A \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot h_a} = \mu' \cdot A \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot h_a} \quad (2.78)$$

le coefficient d'écoulement

$$\mu' = \mu \cdot \frac{A_s}{A} = \frac{Q}{A \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot h_a}} \quad (2.79)$$

ne dépend pas uniquement du taux d'ouverture A_s/A , mais aussi de la contraction de l'organe de régulation, et des conditions après la vanne (écoulement sous l'eau, diffuseurs, aération, écoulement dans l'air etc..).

eci signifie qu'il faut distinguer lors du calcul hydraulique, entre les deux cas suivant:

- a) organe est à l'intérieure de la conduite, le calcul se fait avec le coefficient ζ .
- b) organe à l'extrémité de la conduite, le calcul se fait avec le coefficient μ' .

es deux facteurs ζ et μ' doivent être déterminer dans différents essais. Une relation entre les eux facteurs n'existe pas. Le facteur ζ d'un organe dépend:

- du taux d'ouverture,
- du nombre de Reynolds,
- et des dimensions géométriques de la conception.

our les vannes et les clapets il existe une relation [57]:

$$\zeta = \frac{C}{Re} + \left(\frac{A}{\Psi A_s} - 1 \right)^2 + \zeta_0 \quad (2.80)$$

Le premier terme exprime l'influence de Re , ainsi que le facteur de contraction C . Le deuxième terme exprime les pertes de Borda (singulières) (fig. 2.17 a). Le troisième terme exprime les pertes pour une ouverture totale de la vanne, dépendant essentiellement de la conception.

Sur la figure 2.16., est illustré la variation de ζ en fonction de Re . On distingue trois domaines, un domaine turbulent (loi quadratique), un domaine laminaire et un domaine transitoire.

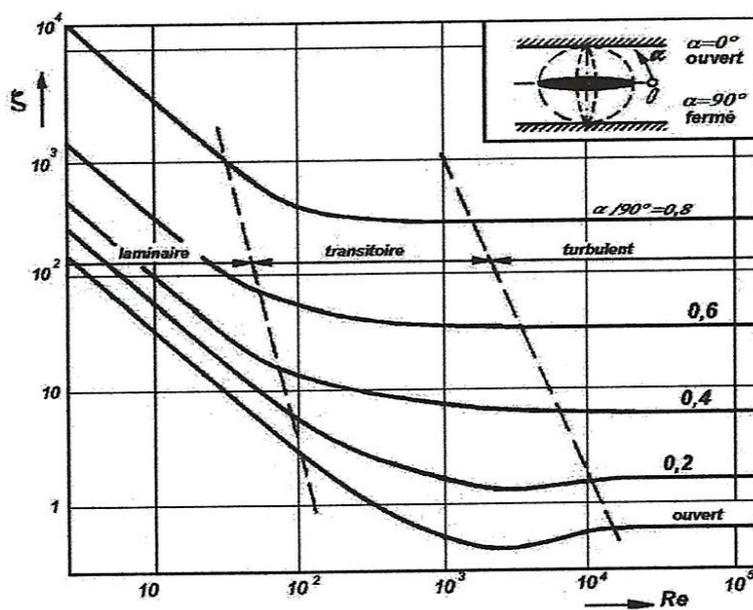


Figure 2.16. [57].

3.2.5. Principaux types d'organes de régulation

- Robinet vanne: figure 2.17a, pour une ouverture totale de la vanne, les valeurs de ζ_0 diminue avec le diamètre [57].
- Vanne avec un piston: figure 2.17b, le piston se déplace parallèlement à l'axe de la conduite dans le sens de l'écoulement. Elles se ferment très bien et sont facilement manipulées.
- Clapet réglable: figure 2.17c, comme organe de régulation, de fermeture rapide, empêche le retour de l'eau.
- Clapet anti-retour: figure 2.17d, évite le retour du liquide dans les conduites, particulièrement dans les conduites de refoulement.

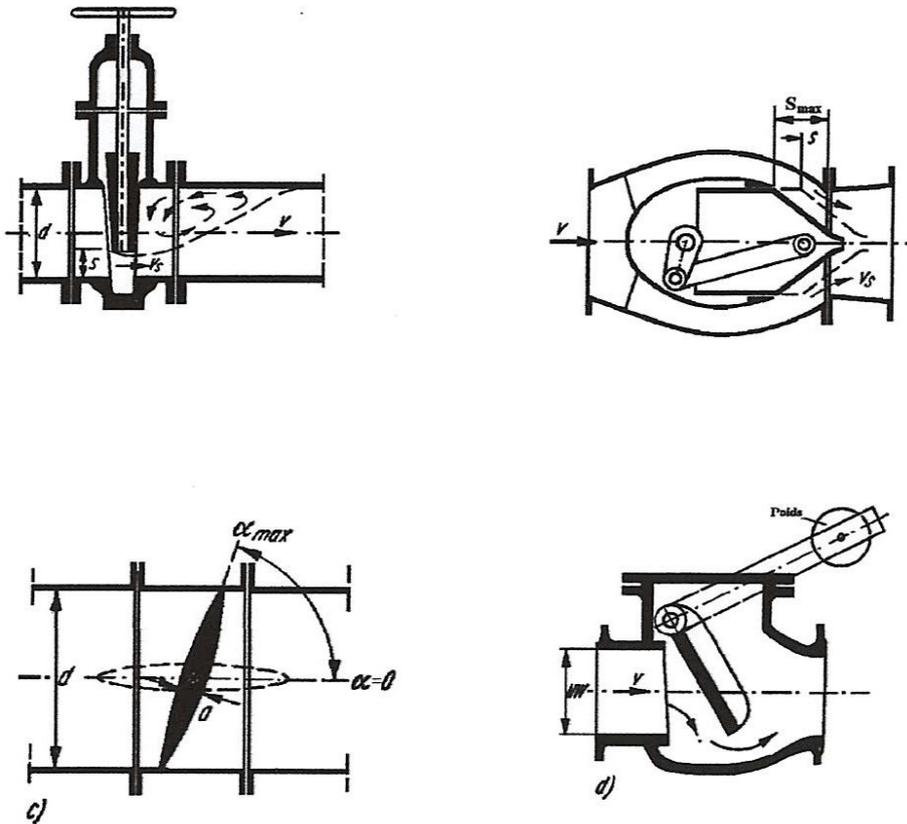


Figure 2.17. Principaux types d'organe de régulation.

Simulation numérique

1. Cas de la colonne d'eau rigide

Pour la conduite représentée dans la figure ci-dessous on doit calculer par rapport à l'axe de la conduite

La pression maximale dans l'organe de régulation pour une réduction linéaire du débit de la moitié pendant $T = 4s$.

La pression minimale au lieu de la variation du diamètre pour un accroissement linéaire du débit de zéro à Q pendant $T = 5s$.

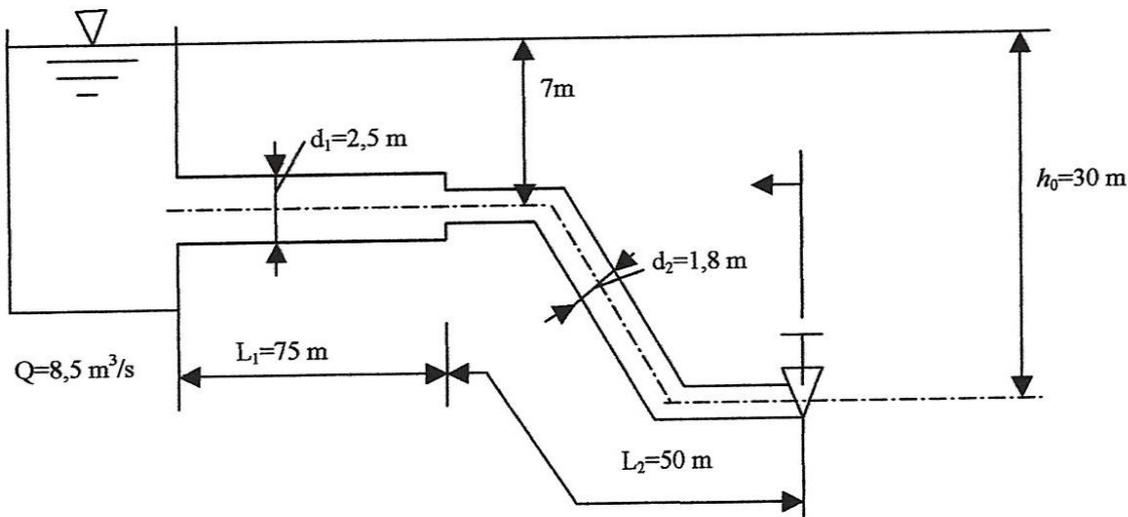


Figure 2.18.

Calcul des sections

$$A_1 = \frac{\pi \cdot 2,5^2}{4} = 4,91 \text{ m}^2 \quad A_2 = \frac{\pi \cdot 1,8^2}{4} = 2,54 \text{ m}^2$$

La longueur équivalente sera:

$$\frac{L}{A} = \frac{L_1}{A_1} + \frac{L_2}{A_2} = \frac{75}{4,91} + \frac{50}{2,54} = 34,96 \text{ m}^{-1}$$

$$L = 34,96 \cdot 4,91 = 171,65 \text{ m}$$

La condition (2.37) est vérifiée

$$4 \text{ ainsi } 5s > 0,17165 \text{ Km}$$

La théorie de la colonne d'eau rigide livre alors des résultats acceptables.

Puisque aucune pression n'est appliquée ($h_a = 0$), alors, on peut obtenir, conformément aux équations (2.31) et (2.32) la courbe caractéristique du débit

$$Q = Q_0 \theta \quad \text{et} \quad Q = Q_e \theta$$

- Pour une diminution du débit pendant le temps de régulation $T = 4 \text{ s}$, on a

$$Q = Q_0 \left(1 - \frac{Q_0 - Q_e}{Q_0} \frac{t}{T} \right)$$

Donc la fonction de régulation est

$$\theta = 1 - \frac{Q_0 - Q_e}{Q_0} \frac{t}{T}$$

par voie de conséquence

$$\frac{d\theta}{dt} = - \frac{Q_0 - Q_e}{Q_0} \frac{1}{T} = - \frac{1 - Q_e/Q_0}{T}$$

Avec $Q_0 = 8,5 \text{ m}^3/\text{s}$ et $Q_e = 4,25 \text{ m}^3/\text{s}$, on obtient

$$\frac{d\theta}{dt} = - \frac{1 - 4,25/8,5}{4} = -0,125$$

$$K_1 = (34,93 \frac{8,5}{9,81 \cdot 30} \cdot 0,125)^2 = 0,0159$$

Selon l'équation (2.34) et la figure (2.3), la hauteur maximale relative sera

$$\frac{\max h_a}{h_0} = 0,1343$$

d'où

$$\max h_a = 0,1343 \cdot 30 = 4,03 \text{ m}$$

La pression maximale au voisinage de l'organe de régulation est

$$\max p = \rho g (h_0 + \max h_a) = 10 \cdot (30 + 4,03) \approx 340 \text{ kPa}, \text{ avec } \rho g \approx 10 \text{ kPa/m}.$$

Comme on peut l'obtenir par l'équation (2.35)

$$\max h_a = \frac{3 \cdot 34,93 \cdot (8,5 - 4,25)}{2 \cdot 9,81 \cdot 4} = 5,67 \text{ m}$$

et

$$\max p = 356,7 \text{ kPa}$$

- Dans le cas (b) c'est à dire pour un accroissement du débit, on aura

$$Q = Q_e \left(\frac{Q_0}{Q_e} - \frac{Q_0 - Q_e}{Q_0} \frac{t}{T} \right)$$

Ceci implique que

$$\theta = \frac{Q_0}{Q_e} - \frac{Q_0 - Q_e}{Q_0} \frac{1}{T}$$

et

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{Q_0 - Q_e}{Q_e} \frac{1}{T} = -\frac{Q_e/Q_0 - 1}{T}$$

pour $Q_0 = 0$ et $Q_e = 8,5 \text{ m}^3/\text{s}$, on trouve

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{T} = \frac{1}{5} = 0,2$$

$$K_1 = (34,93 - \frac{8,5}{9,81 \cdot 30} \cdot 0,2)^2 = 0,0407$$

$$\frac{\max h_a}{h_0} = -0,182$$

l'où

$$\max h_a = -0,182 \cdot 30 = -5,47 \text{ m}$$

et selon l'équation (2.35)

$$\max h_a = \frac{3 \cdot 34,93 \cdot (0 - 8,5)}{2 \cdot 9,81 \cdot 5} = -9,08 \text{ m}$$

Celle-ci est le rabattement maximal de la pression au niveau de l'organe de régulation. La longueur équivalente pour le rétrécissement, est $L = 171,65 \text{ m}$. La variation du diamètre se situe à $x = 171,65 - 75 = 96,65 \text{ m}$. Selon l'équation (2.36) on a

$$\max h_a(x) = -5,47 \cdot \left(1 - \frac{96,65}{171,65} \right) = -2,4 \text{ m}$$

Cette valeur représente le plus grand rabattement de la pression. Alors que la pression minimale à la position de la variation du débit est:

$$\min p = 10 \cdot (7 - 2,4) = 46 \text{ kPa}$$

4.2. Détermination de la hauteur de pression par la méthode récursive

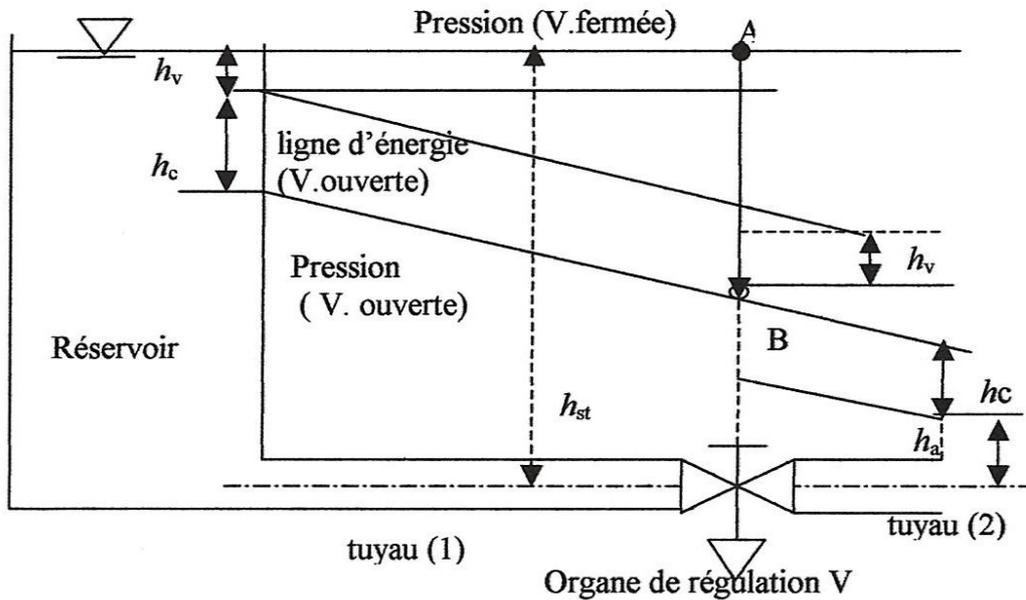


Figure 2.19.

À l'extrémité de la conduite la pression diminue brusquement du point A qui marque la hauteur de pression stationnaire au point B, après le passage de l'excitation qui se propage avec la vitesse c vers le haut, elle sera réfléchiée à la surface libre du réservoir et revient vers l'organe ouvert, où elle sera encore réfléchiée.

Lors d'une fermeture rapide au temps $t = t_0 = 0$ on remarque suite au retardement la naissance rapide d'une augmentation de la pression à l'extrémité de la conduite qui dépasse la pression statique h_{st} d'une hauteur h_D . L'onde de pression atteint le début de la conduite après $t_1 = l/c$ secondes.

Uniquement dans cet instant que revient la colonne d'eau au repos ($v = 0$), mais qui se trouve maintenant totalement sous la pression additionnelle h_D sous laquelle la conduite subit un étranglement Δl suite aux déformations élastiques (compression de l'eau et allongement de la conduite sont illustrées sur la figure 2. 20).

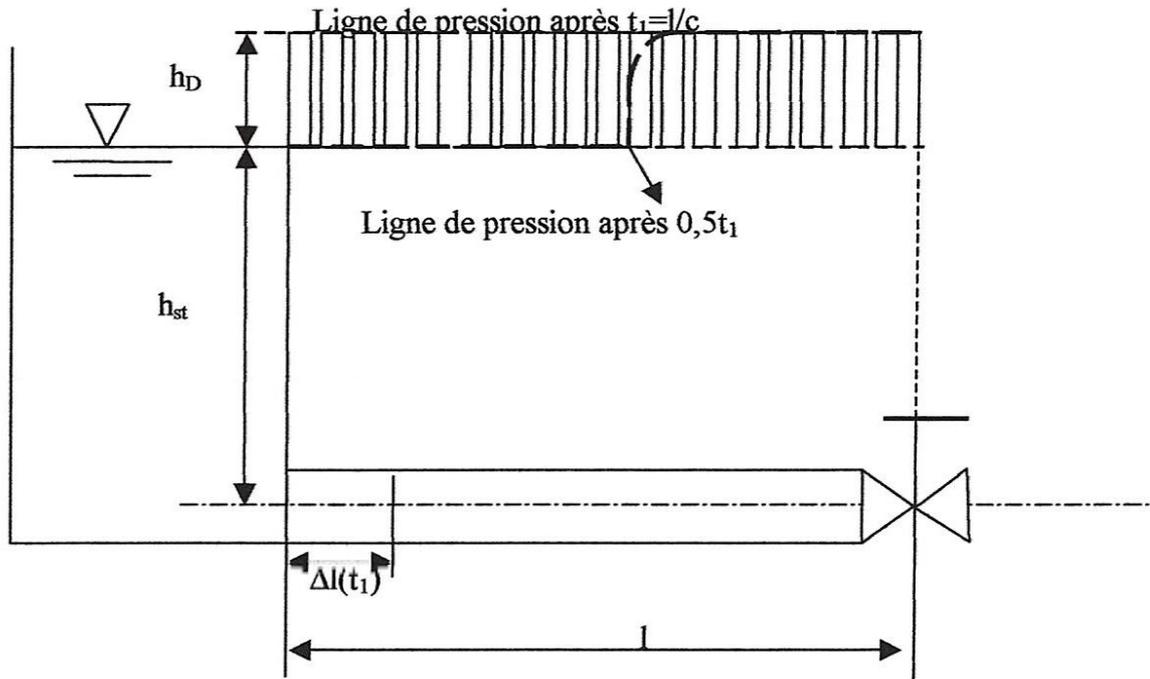


Figure 2.20. conditions de pression après fermeture brusque.

La quantité de mouvement de la colonne d'eau ($m.v$) sera rabattue par la force de freinage $F = \rho g A h_D$ dans le temps $t_1 = l/c$.

$$m.v = \int_0^{t_1} F dt$$

$$\rho A l v = \rho A h_D l / c$$

De la hauteur de pression h_D on obtient le choc de Joukowski, qui est la pression de choc maximale.

$$h_D = \frac{v.c}{g}$$

Lors d'une fermeture partielle, la vitesse dans le tuyau se réduit de Δv , et on obtient:

$$h_D = \frac{\Delta v.c}{g}$$

h_D est exprimée en mètre.

Lors d'une fermeture lente (temps de fermeture T supérieur au temps principal ($t_n = 2t_1 = 2l/c$), alors on assiste à une superposition de l'onde produite à l'organe au temps T avec l'onde réfléchie (négative) à la surface libre du réservoir. Les chocs de pression fluctuante qui se propagent continuellement au début du processus de fermeture sont d'autant plus petit que le temps de fermeture est grand.

Lors du calcul des pressions de choc, il est souvent suffisant de se limiter sur les pressions régnautes dans les temps principaux.

$$\max h_a = -0,18230 = 5,47 \text{ m}$$

En négligeant les pertes par les frottements h_{vr} et la hauteur d'énergie cinétique $h_c = v_0^2 / 2g$, on obtient avec la formule récursive d'Allievi la hauteur de pression h_n à la fin de chaque temps principal à partir de la hauteur de pression h_{n-1} au début de ce temps principal, Press et al., (1966), Schröder, (1972) [57].

$$h_n = 2h_0 - h_{n-1} + \frac{(v_{n-1} - v_n) \cdot c}{g} \quad (2.81)$$

Le dernier terme de l'équation correspond à l'équation $h_D = \frac{\Delta v \cdot c}{g}$ est illustre la variation de la pression suite à la variation de la vitesse pendant un temps principal.

h_0 est la hauteur d'énergie stationnaire au début du processus de fermeture, v_n s'obtient des facteurs des pertes de l'organe ξ qui dépend du degré d'ouverture.

L'étude menée par Schröder (1990) sur une conduite de longueur $l = 932$ m en béton récontraint DN 1400 doit être fermé à son extrémité avec une vanne DN 1200 en $T = 11$ s (uniformément linéaire). L'épaisseur vaut 0.10 m, le débit $Q(t=0) = 3.08 \text{ m}^3/\text{s}$ et par voie de conséquence $v_0 = 2.0 \text{ m/s}$.

Après le fabricant les facteurs ξ sont donnés par le tableau suivant

Taux d'ouverture %	100	90	80	70	60	50	40	30	20	10	4	(0)
ξ	4,4	5,4	6,7	8,7	12	18,3	34	75	220	1200	1000	-

Tableau 2.2.

Il a été question de déterminer la hauteur de pression $h_n(t)$.

avec

$$E(\text{acier}) = 210 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$$

$$E(\text{eau}) = 2,06 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$$

Dans le béton précontraint c'est uniquement le renforcement qui est responsable de l'allongement du tuyau. Mais si celle-ci n'est pas exactement connue, alors on peut travailler avec l'épaisseur $S=0,1$ s. La célérité s'obtient comme suit

$$c = \sqrt{\frac{E_w / \rho}{1 + \frac{E_w d}{E_R s}}} = \sqrt{\frac{2,06 \cdot 10^9 / 10^3}{1 + \frac{2,06 \cdot 1,4}{210 \cdot 0,01}}}, \quad c = 932 \text{ m/s}$$

Le temps principal vaut $t_h = 2 \cdot l / c = 2,0$. La hauteur de pression au-dessus de l'axe du tuyau lors du début du processus de fermeture, lorsqu'on néglige les pertes d'entrée h_{va} et la hauteur des pertes par frottement h_{vr2} (tuyau 2), $h_0 = h_{vv} = \xi(100\%) \cdot \frac{v_0^2}{2g} = 0,90 \text{ m}$, où h_{vv} est la hauteur des pertes dans la vanne.

La vitesse d'écoulement correspondante v_n s'obtient de la condition

$$h_0 = \xi_0 \cdot \frac{v_0^2}{2g} = \xi_n \cdot \frac{v_n^2}{2g} \quad \text{m avec } \xi(100\%) \quad (2.82)$$

$$v_n = v_0 \cdot \sqrt{\xi_0 / \xi_n} \quad (2.83)$$

Avec $\Delta v = v_{n-1} - v_n$, on obtient l'équation

$$h_n = 2h_0 - h_{n-1} + \frac{(v_{n-1} - v_n)^2}{g} \cdot c$$

$$h_n = 2 \cdot 0,9 - h_{n-1} + \frac{\Delta v^2}{g} \cdot c$$

la hauteur des pertes de pression par frottement du tuyau (1) est calculée par

$$h_{v1} = h_{vf} \cdot h_{v,v}$$

avec

$$h_{v,f} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}, \quad h_{v,v} = \left(1 - \frac{v_n}{v_0}\right)^2$$

pour une rugosité absolue, $k=0.44$ et $\lambda=0.015$, on obtient $h_{v1} = 2.03$ m.

Le tableau 2.3. résume les valeurs calculées.

n	t (i)	$\left(1-\frac{t}{T}\right)$ 100%	ξ	v_n	Δv	$\frac{\Delta v \cdot c}{g}$	h_n	$h_{vri} \cdot \left(1-\frac{v_n}{v_0}\right)^2$	h_n corrigé e
0	0	100,0	4,4	2,00	0	0	0,90	0	0,90
					0,35	33,25	34,15	0,06	34,21
1	2	81,8	6,5	1,65	0,37	35,15	2,80	0,26	3,06
					0,45	42,75	41,75	0,69	42,44
2	4	63,6	10, 8	1,28	0,42	39,90	-0,05	1,28	1,23
					0,30	28,50	30,35	1,81	32,16
3	6	45,5	25, 4	0,83	0,11	10,45	-18,10	2,03	-16,07
					0	0	19,90	2,03	21,93
4	8	27,3	105	0,41	0	0	-18,10	2,03	-16,07
					0	0	19,90	2,03	21,93
5	10	9,1	150 0	0,11	0	0	19,90	2,03	21,93
					0	0	19,90	2,03	21,93
6	12	0	—	0	0	0	19,90	2,03	21,93
					0	0	19,90	2,03	21,93
7	14	0	—	0	0	0	19,90	2,03	21,93
					0	0	19,90	2,03	21,93
8	16	0	—	0	0	0	19,90	2,03	21,93
					0	0	19,90	2,03	21,93

Tableau 2.3. Résultats de h_n .

De la même manière on peut prendre en considération la hauteur d'énergie cinétique $h_c = \frac{v^2}{2g}$

qui décroît vers la valeur nulle, pendant le processus de fermeture. Son influence est négligée, sauf pendant le début du processus d'ouverture.

À la fin de la fermeture la hauteur h_n oscille à des distances constantes autour de la hauteur statique de pression h_{st} , car l'influence amortissant des frottements est négligée. La procédure de calcul d'après Allievi devient insatisfaisante, lorsqu'il s'agit de durée de fermeture et d'ouverture relativement lente.

D'ouverture brusque cause un choc de Joukowski négatif. Pour des temps d'ouverture $T_{ouv} > t_h = 2l/c$, il y aura naissance d'une allure de la pression de choc, qui est similaire à celle produite lors de la fermeture, et qui peut être calculé également par la procédure de Allievi.

2.3. Cas de la colonne d'eau élastique

Pour la conduite en acier représenté dans la figure ci-dessous ayant un diamètre $d=800$ mm et une rugosité absolue de $k=3$ mm, on veut calculer l'évolution de la pression dans la section (a) au voisinage de l'organe de régulation et dans la section (b) au milieu du tuyau, et ce pour une fonction d'ouverture donnée. La conduite est de 5500 m de longueur et une épaisseur $e=10$ mm.

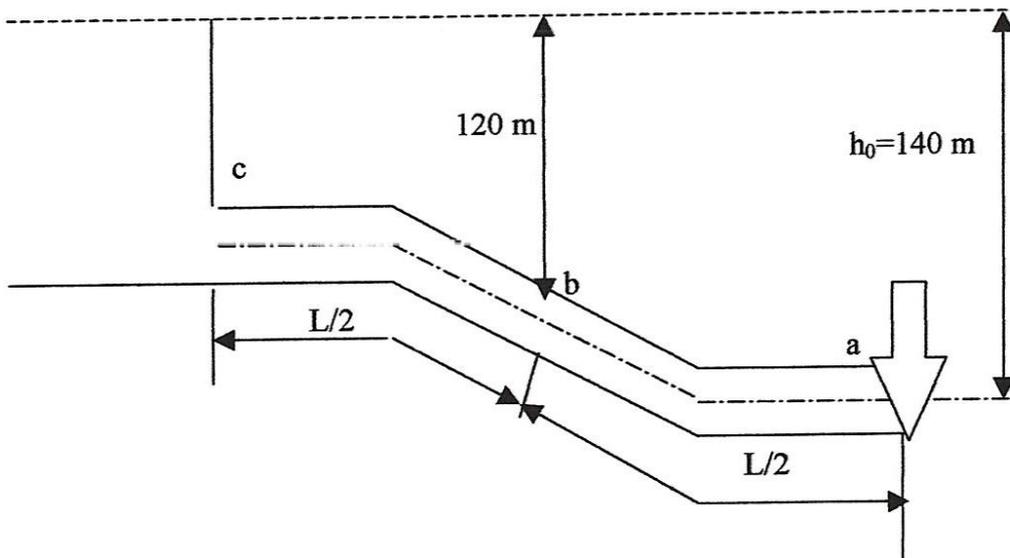


Figure 2.21.

Selon l'équation (2.2) avec $d/e=80$, la célérité est $c=1100$ m/s, La surface d'écoulement est

$$\text{donc } A = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{\pi \cdot 08^2}{4} = 0,5 \text{ m}^2.$$

La rugosité relative $k/d=3/800=7,35 \cdot 10^{-3}$, on aura on supposant qu'on se trouve dans le domaine rugueux que le coefficient de résistance aux frottements $\lambda=0,028$.

Si on néglige les pertes locales (singulières), on obtient

$$\sum \zeta = \frac{\lambda L}{d} = 0,028 \cdot \frac{5500}{0,8} = 192,5$$

Fonction d'ouverture donnée par

T (s)	0	5	10	15	20	25	30	35	40
μA_g (m ²)	0,00	0,02	0,04	0,08	0,12	0,17	0,25	0,30	0,35

Tableau 2.4.

A la fin du processus d'ouverture et l'amortissement des fluctuations de la pression le débit dans la conduite est

$$Q_e = (\mu A_g)_e \sqrt{2gh_{p0}} = (\mu A_g)_e \sqrt{2g(h_0 - h_{10})}$$

Etant donnée que selon l'équation (2.66)

$$h_{10} = \sum \zeta \frac{Q_0^2}{2gA^2} \text{ et } h_{10} = \sum \zeta \frac{Q_e^2}{2gA^2}$$

puisque'il s'agit d'une ouverture

$$h_{10} = \sum \zeta \frac{Q_e^2}{2gA^2}$$

on obtient

$$Q_e = (\mu A_g)_t \sqrt{\frac{2gh_0}{1 + \sum \zeta \frac{(\mu A_g)_e^2}{A^2}}}$$

$$Q_e = 0,35 \sqrt{\frac{19,62 \cdot 140}{1 + 192,5 \left(\frac{0,35}{0,5}\right)^2}} = 1,88 \text{ m}^3/\text{s}$$

L'équation (2.53) nous donne l'inclinaison des droites de pression de choc dans le diagramme ($\hat{h} - \hat{Q}$).

$$\text{tg} \alpha = 2\hat{\rho} = \frac{cQ_e}{gAh_0} = \frac{1100 \cdot 1,88}{9,81 \cdot 0,5 \cdot 140} = 3,0$$

L'équation (2.72) nous donne la courbe caractéristique de la conduite gravitaire

$$\hat{h} = 1 - \hat{h}_{10} \cdot \hat{Q}^2 = 1 - \sum \zeta \frac{Q_e^2}{2gA^2 h_0} \hat{Q}^2$$

Avec $\hat{h}_{10} = 0,99$, on obtient

$$h_{10} = \hat{h}_{10} \cdot h_0 = 0,99 \cdot 140 = 138,6 \text{ m}$$

et

$$h_{p0} = h_0 - h_{10} = 140 - 138,6 = 1,4 \text{ m}$$

Ceci nous donne la fonction de régulation modifiée selon l'équation (2.73)

$$\theta \sqrt{\frac{h_0}{h_{p0}}} = \frac{(\mu A_g)_t}{(\mu A_g)_{0,e}} \sqrt{\frac{h_0}{h_{p0}}}$$

puisque

$$h_{p0} = h_0 \pm h_{10}$$

alors

$$\theta \sqrt{\frac{h_0}{h_{p0}}} = \sqrt{\frac{140}{1,4}} \cdot \theta = 10 \frac{(\mu A_g)_t}{(\mu A_g)_{0,e}}$$

Les courbes θ s'obtiennent selon l'équation (2.72)

$$\hat{Q} = 10 \frac{(\mu A_g)_t}{(\mu A_g)_{0,e}} \sqrt{\hat{h}}$$

d'où

$$\hat{h} = 0,010 \frac{(\mu A_g)_t}{(\mu A_g)_{0,e}} \hat{Q}^2$$

Le temps de réflexion pour l'organe (a) est donc

$$t_r = \frac{2L}{c} = \frac{2 \cdot 5500}{1100} = 10 \text{ s}$$

qui est inférieure au temps d'ouverture $T = 40 \text{ s}$. C'est le cas d'ouverture lente.

La plus courte durée de réflexion au milieu de la conduite (b) est $\frac{2 \cdot L/2}{c} = 2 \frac{5500/2}{1100} = 5 \text{ s}$.

Ceci est le plus grand intervalle de calcul possible pour la détermination de la pression.

\hat{Q}	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
\hat{h}	1,00	0,99	0,96	0,91	0,84	0,75	0,64	0,51	0,37	0,20	0,01

Tableau 2.6. Caractéristique de la conduite dans le diagramme $\hat{h}-\hat{Q}$.

\hat{Q}	$\theta(5)$	$\theta(10)$	$\theta(15)$	$\theta(20)$	$\theta(25)$	$\theta(30)$	$\theta(35)$	$\theta(40)$
	\hat{h}							
0,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
0,1	0,031	0,008	0,002	0,001	0,000	0,000	0,000	0,000
0,2	0,123	0,031	0,008	0,003	0,002	0,001	0,001	0,000
0,3	0,276	0,069	0,017	0,008	0,004	0,002	0,001	0,001
0,4	0,490	0,123	0,031	0,014	0,007	0,003	0,002	0,002
0,5	0,766	0,191	0,048	0,021	0,011	0,005	0,003	0,003
0,6	1,103	0,276	0,069	0,031	0,015	0,007	0,005	0,004
0,7	1,501	0,375	0,094	0,042	0,021	0,010	0,007	0,005
0,8	1,960	0,490	0,123	0,054	0,027	0,013	0,009	0,006
0,9	2,481	0,620	0,155	0,069	0,034	0,016	0,011	0,008
1,0	3,063	0,766	0,191	0,085	0,042	0,020	0,014	0,010

Tableau 2. 7. Parabole θ .

Pour décrire l'évolution de la pression au milieu de la conduite (b), on admet hypothétiquement la perte hydraulique au réservoir (c) et au milieu (b). Pour (c') à (b) on admet la moitié de l'ordonnée de la ligne caractéristique de la conduite, pour (b') à (b) on prend la totalité.

Pour déterminer les surpressions et dépression et sur l'idée de la construction graphique on a élaboré un programme en MATLAB qui permet de donner ces valeurs, ainsi que de voir si l'organe de régulation choisi est judicieux ou non.

Le graphe de la figure 2.23 illustre l'évolution de la pression en (a) et (b). En commençant avec 0 au temps $t=0$ (ouverture), on augmentant l'index de 1 chaque 5 secondes.

Au voisinage de l'organe de régulation, la pression brusquement, puis plus lentement sur la valeur 1,5.

Au milieu de la conduite on remarque clairement l'amortissement des fluctuations des pressions. A chaque moment il règne ici une surpression de sorte qu'on a pas à craindre de la cavitation. Dans le cas d'une conduite d'adduction gravitaire, une ouverture de vanne donne lieu à une dépression comme le montre la figure 2.23.

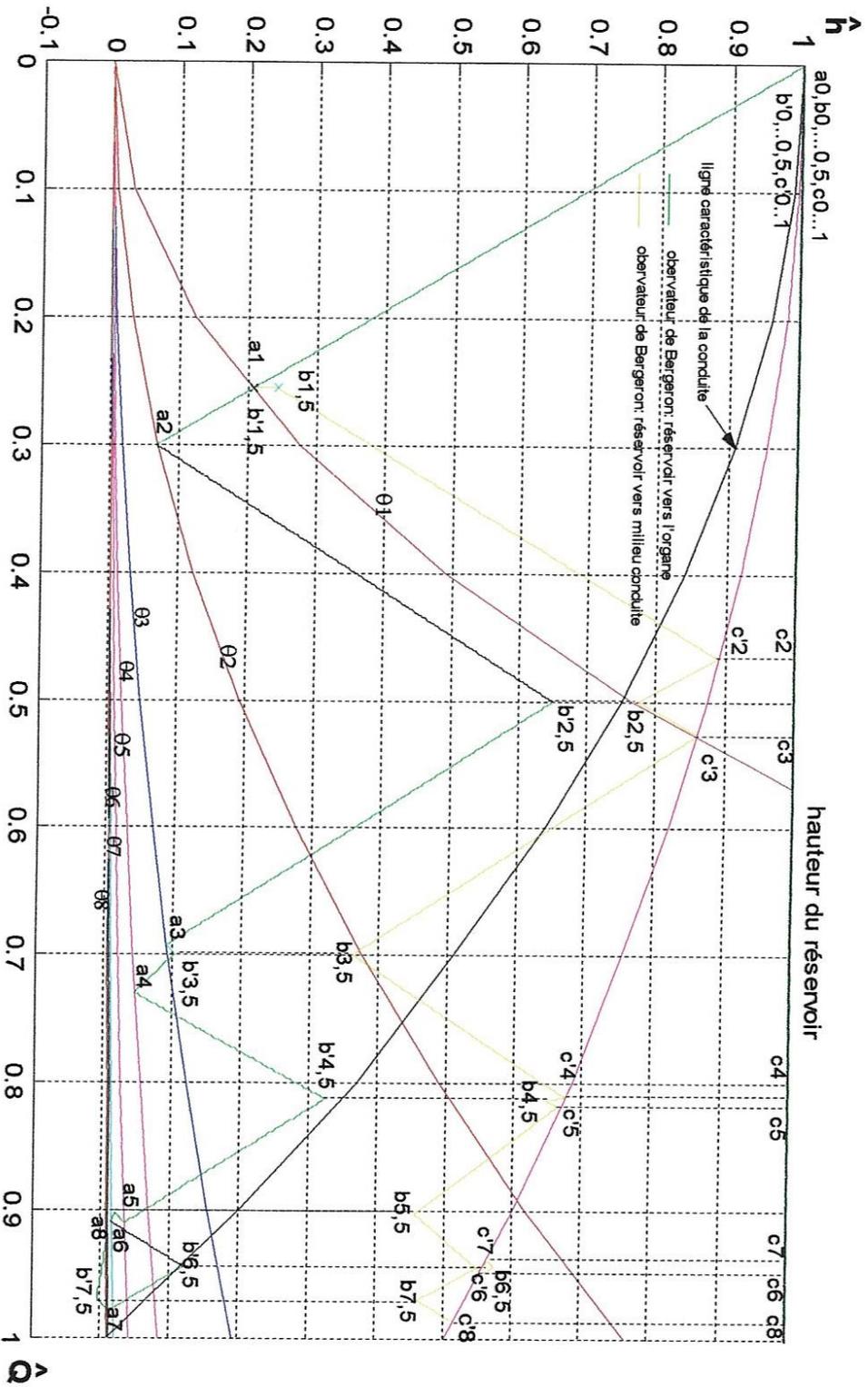


Figure 2.22. Construction graphique de Bergeron en MATLAB.

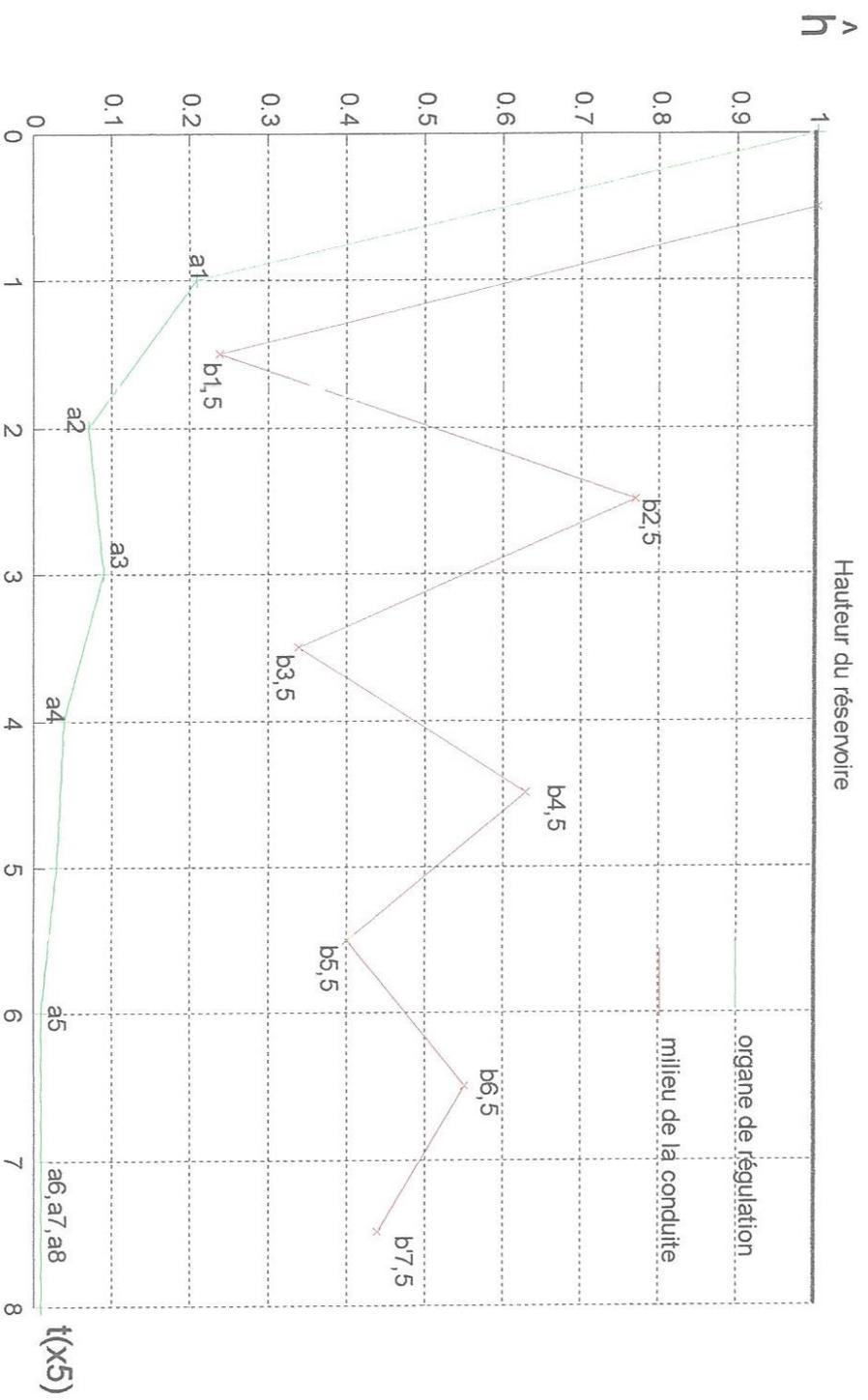


Figure 2.23. Fluctuation de pression au milieu de la conduite et à l'amont de l'organe.

5. Quelques méthodes pour éviter les surpressions et souspressions

Dans les conduites de refoulement représenté par la figure 2.24 on assiste à la naissance d'oscillations de période courte et aussi de périodes longues. Lors d'une coupure de courant provoquant l'arrêt total de la pompe, la conduite d'aspiration est souvent courte ce qui cause le pas de problème.

Sur le côté de refoulement il faut toujours entreprendre des mesures constructives pour réduire les fluctuations des pressions. Le but est de laisser évoluer la variation de la vitesse Δv dans un temps supérieure à celui du temps principal. En plus la pression minimale doit se situer au voisinage de la pression de vapeur (environ - 9.50 m et 0.5 m absolue). Déjà à -7.0 m on observe la naissance de bulles d'air, produisant ainsi la rupture de la colonne d'eau. Ceci doit être impérativement évité.

Sur la partie refoulement on peut entreprendre les mesures suivantes, et cela de manière individuelle ou dans une combinaison Hand werker, Th.(1960), Volk, w. (1965) [57].

- 1) Association d'une chasse additionnelle, qui s'ouvre lors d'un accroissement de la pression, position 2 (figure 2.4);
- 2) Association d'un réservoir de refoulement avec une surface libre, qui se ferme avec un clapet anti-retour position 3 (figure 2.24). Celui-ci s'ouvre lors de la diminution de la pression qui l'égalise à la pression atmosphérique;
- 3) Association d'un piézomètre sur le côté de refoulement position 4 (figure 2.24), permettant de réduire sensiblement les fluctuations de pression;
- 4) Association d'un réservoir d'air. Celui-ci est la mesure la plus utilisée. Elle agit sur les ondes de courte et de longues périodes. Le volume du réservoir vaut en général 1 à 2% du volume écoulé.

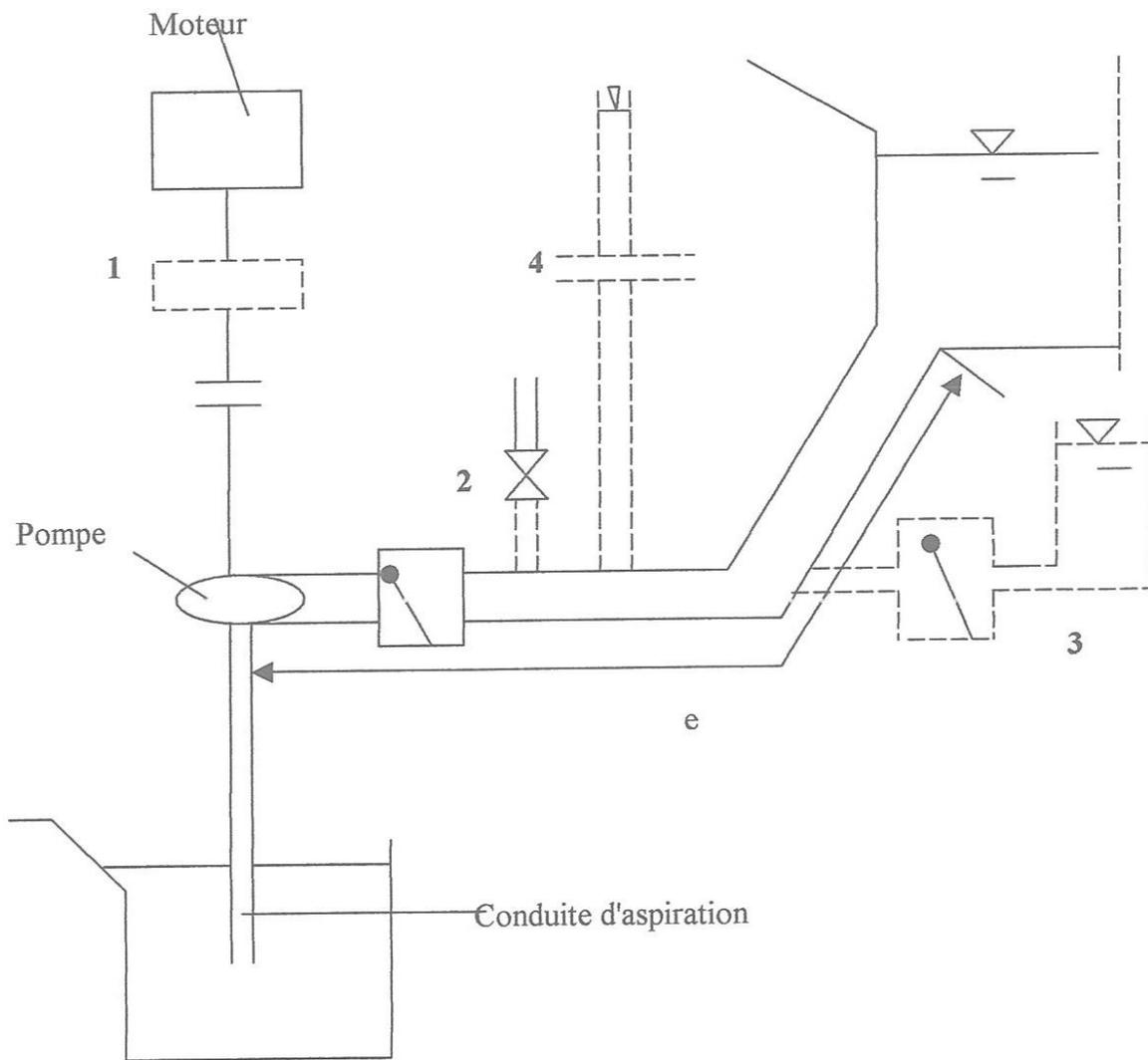


Figure 2.25. Dispositifs de protection.

CHAPITRE 3

CAVITATION DANS LES VANNES

. Introduction

La maintenance des vannes dans l'industrie nucléaires est un problème majeure dans laquelle plusieurs phénomènes peuvent interférer, parmi lesquelles corrosion, fatigue thermique, vibrations, cavitation, etc. Le grand nombre de vannes utilisées dans les installations à production nucléaire rend celle-ci nécessaire pour développer les méthodes d'estimation du risque pour ces phénomènes. Ceci était le but d'une étude préliminaire conduite par Ylec Consultants (1998) pour EDF, le département de la recherche et du développement DER ou l'érosion de la cavitation est le phénomène à l'étude, d'où nous allons nous inspirer pour pouvoir l'appliquer en hydraulique.

D'un point de vue qualitatif, les phénomènes influençant l'érosion de la cavitation sont bien connus. Si la chute de pression est augmentée, si la vitesse est supérieure ou si le matériau utilisé est ductile, les risques de dégâts augmentent. Jusqu'à présent, il y a un manque de l'évaluation quantitative de l'influence de ces paramètres de base.

paramètres	Vitesse↑	σ ↓	ρcv ↑	Dimension↓↑	dureté↑
Dégâts	↑	↑	↑	^	↓

Tableau 3.1. Quelques paramètres influençant l'érosion de la cavitation pendant la période d'incubation.

Dans son étude LECOFFRE (1988) présente une description d'une méthode tentative pour la prédiction de l'érosion de la cavitation dans les vannes. L'évolution de la cavitation est commandé par les paramètres locaux (i.e, vitesse, σ).

La distribution moyenne de la pression en dehors du jet peut être obtenue à partir des mesures de pression, du collapse des cavités de vapeur.

2. Vannes, orifices et coudes

La cavitation dans les vannes est très souvent due à la création de la vapeur dans la paroi au bord du jet. C'est un cas très spécial de cavitation, à cause de la géométrie de base du jet qui n'est pas très dépendante de la valeur σ . A cause de ce comportement spécifique de l'écoulement, les évaluations des dimensions finales des cavitats peuvent être déterminés en utilisant l'équation de Rayleigh-Plesset.

L'analyse présentée concerne l'écoulement en singuliers dans les conduites correspondant à la séparation et la déformation du jet libre. La géométrie simple d'un tel écoulement est un orifice, mais les plus singuliers, comprenant les coudes, peuvent être assimilés à des orifices comme montrés dans la figure 3.1

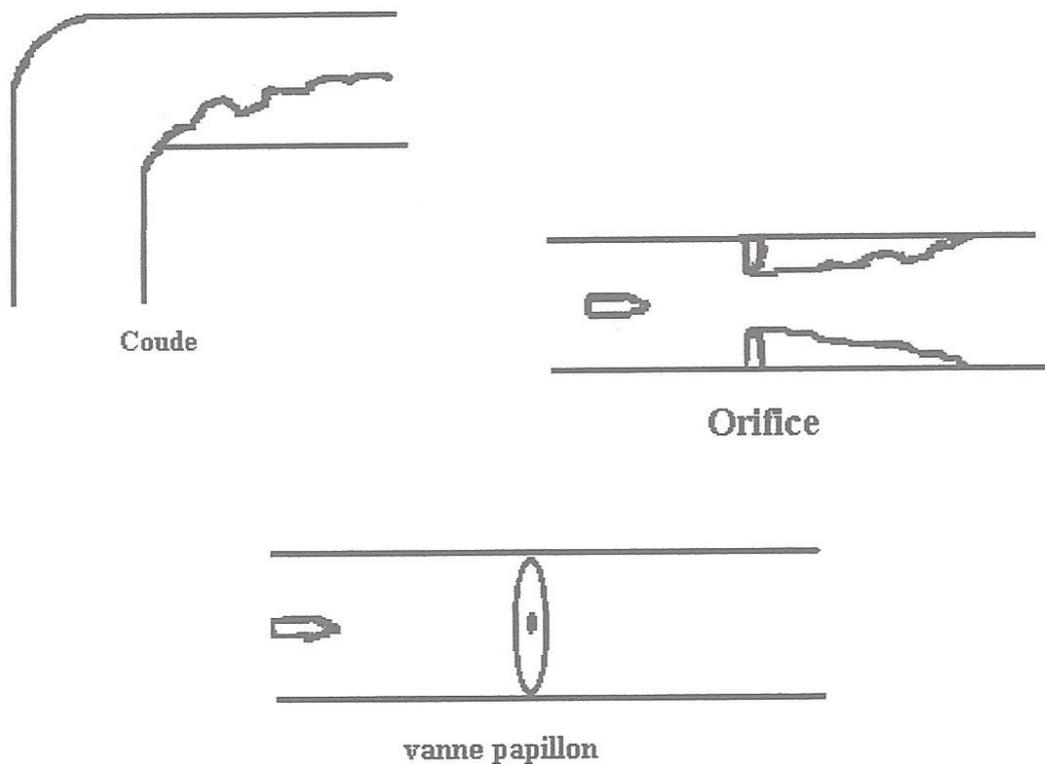


Figure 3.1. Quelques constructions de vannes classiques et la formation du jet.

Dans l'analyse suivante, les vannes peuvent être assimilées à des orifices. Cette simplification est valide dans le cas des vannes pour lesquelles le jet est quasi parabolique à l'axe de la conduite.

3. Valeurs critiques des paramètres de cavitation

Les paramètres de la cavitation peuvent avoir des définitions variées. L'opérateur de la vanne sera intéressé par les paramètres opérationnels basés sur la chute de pression, avec une pression de référence loin en aval de la vanne. Quand l'ampleur du dégât de la vanne est considérée, il est préférable d'analyser la cavitation avec les paramètres locaux dans la zone de la formation et la disparition du jet.

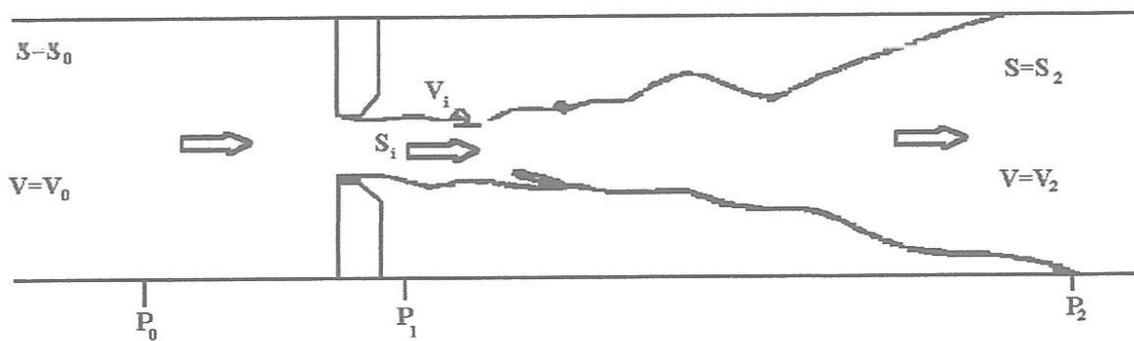


Figure 3.2. Le jet libre sortant du diaphragme

La récupération de la pression dans l'orifice peut être calculée en appliquant le théorème des quantités de mouvement (perte de charge à la BORDA) à la sortie du jet, dans sa section contractée règne la pression est P_1 . Le débit dans la tuyauterie est noté Q . Avec la notation de la figure 3.2., on peut écrire les équations suivantes:

$$P_2 S - P_1 S = \rho Q V_1 - \rho Q V_2 \quad (3.1)$$

$$(P_2 - P_1) S = \rho Q V_1^2 S - \rho Q V_2^2 S \quad (3.2)$$

$$P_2 = P_1 + \rho Q V_1^2 \frac{S_1}{S} \left(1 - \frac{S_1}{S} \right) \quad (3.3)$$

et

$$P_0 = P_2 + \rho Q V_1^2 \left(1 - \frac{S_1}{S} \right)^2 \quad (3.4)$$

Les paramètres caractéristiques de la cavitation de la vanne peuvent être définis soit en choisissant, la pression aval P_2 ou P_1 . La relation entre les deux paramètres dépendra de l'ouverture relative de la vanne S_1/S , où S_1 est la surface minimale du jet.

L'utilisateur de la vanne sera tenté d'utiliser les paramètres suivants:

$$\sigma_2 = \frac{P_2 - P_v}{P_0 - P_2} \quad (3.5)$$

ou

$$\sigma_2 = \frac{P_2 - P_v}{\Delta P} \quad (3.6)$$

Le comportement de la cavitation sera mieux décrit par les paramètres locaux, si l'on veut comparer des vannes entre elles

$$\sigma_1 = \frac{P_1 - P_v}{P_0 - P_1} \quad (3.7)$$

Une relation liant σ_1 et σ_2 a été dégagée:

$$\sigma_2 = \sigma_1 + (\sigma_1 + 1) \left(\frac{2S_1}{S} - \frac{1}{1 - \frac{S_1}{S}} \right) \quad (3.8)$$

ou

$$\sigma_1 = \frac{\left(\sigma_2 \left(1 - \frac{S_1}{S} \right) - \frac{2S_1}{S} \right)}{\left(1 + \frac{S_1}{S} \right)} \quad (3.9)$$

En utilisant l'équation (3.4), on peut calculer V_1 qui est la vitesse dans le jet comme suit:

$$V_1 = \frac{1}{1 - \frac{S_1}{S}} \sqrt{\frac{2}{\rho} \frac{P_2 - P_v}{\sigma_2}} = \frac{1}{1 - \frac{S_1}{S}} \sqrt{\frac{2}{\rho} \Delta P} \quad (3.10)$$

En utilisant le logiciel MATLAB on a représenté sur la figure 3.3, la relation σ_2 en fonction de σ_1 quand S_1/S (l'ouverture relative de la vanne) varie. La variation est plus rapide puis devient presque linéaire lorsque S_1/S se rapproche de 1.

Quand $S_1/S=0$, cas d'un jet libre dans un milieu infini, les deux valeurs sont égales, quand $S_1/S = 1$, σ_2 tend vers l'infinie quel que soit σ_1 .

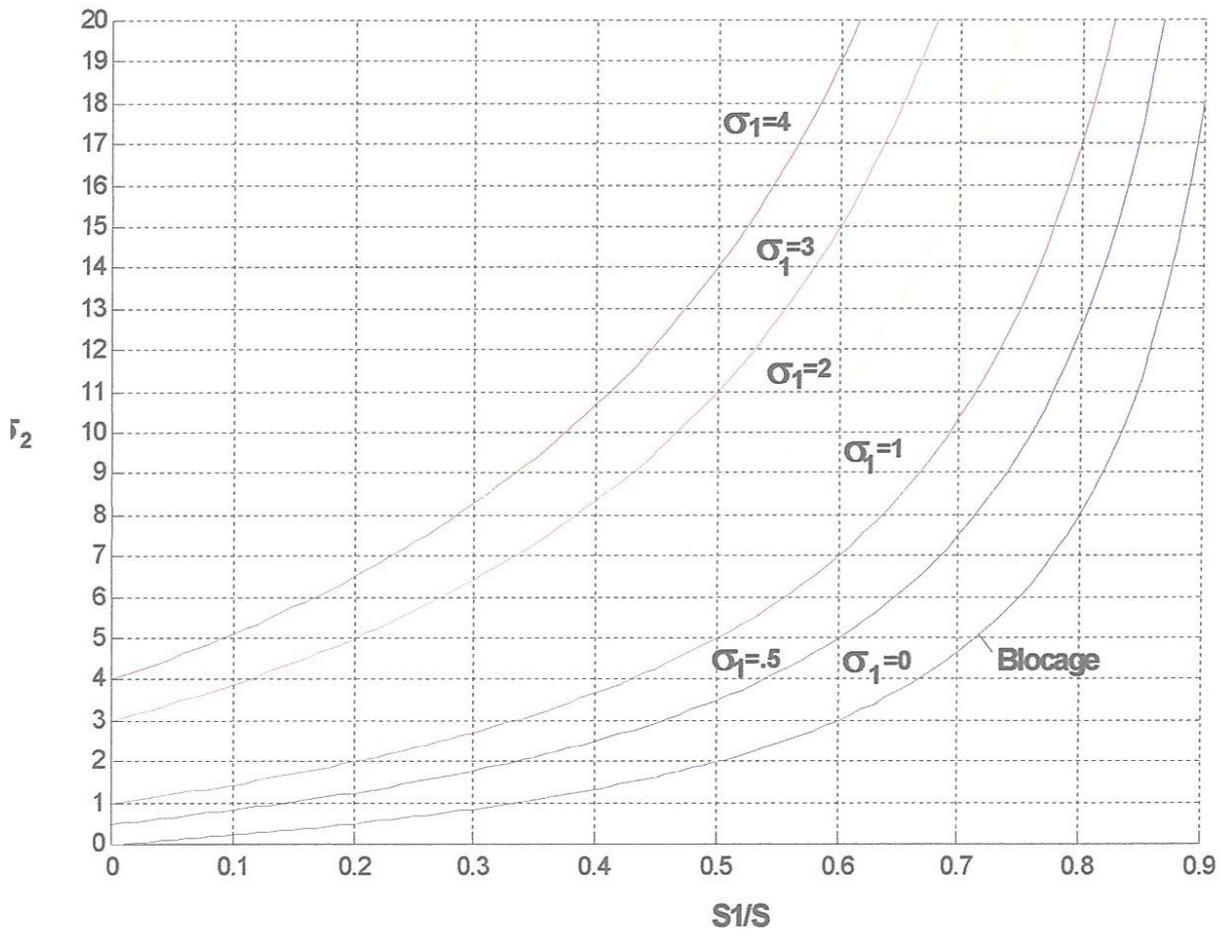


Figure 3.3.. Comparaison des paramètres de cavitation.

Ceci montre que n'importe quel résultat concernant la cavitation des vannes peut uniquement être interprété si les pressions locales sont connues.

Le blocage de l'écoulement aura lieu quand le jet est à une pression de vapeur. Ceci correspond donc à $\sigma_1 = 0$. La courbe représentative est donnée par l'équation:

$$\sigma_2 = \frac{2S_1}{S} \frac{1}{1 - \frac{S_1}{S}} \quad (3.11)$$

Les résultats ont été comparés aux expériences donnés par Tullis [64] sur des orifices. La figure 3.4. montre une représentation de ces essais. On remarque que σ_2 n'est fonction que de l'ouverture S_1/S .

Le début de la cavitation mesuré par Tullis [64] donne des valeurs de σ_1 comprises entre 1.4 et 0.8 quel que soit S_1/S . Ces valeurs sont dans l'intervalle des paramètres du début de la cavitation pour un jet libre sortant d'un espace semi-infini. Pour des valeurs de $\sigma_1 = 0, 0.5, 1, 2$; on est proche des valeurs expérimentales.

Le coefficient d'écoulement C_d a été utilisé par Tullis. Il peut être écrit comme fonction de S_1/S .

$$C_d = \frac{V}{\left(\frac{2\Delta P}{\rho} + V^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.12)$$

et:

$$C_d = \frac{1}{\left(\left(\frac{S}{S_1} \right) - \frac{2S}{S_1} + 2 \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.13)$$

ou

$$\frac{S_1}{S} = \frac{1}{1 + \frac{\sqrt{1 - C_d^2}}{C_d}} \quad (3.14)$$

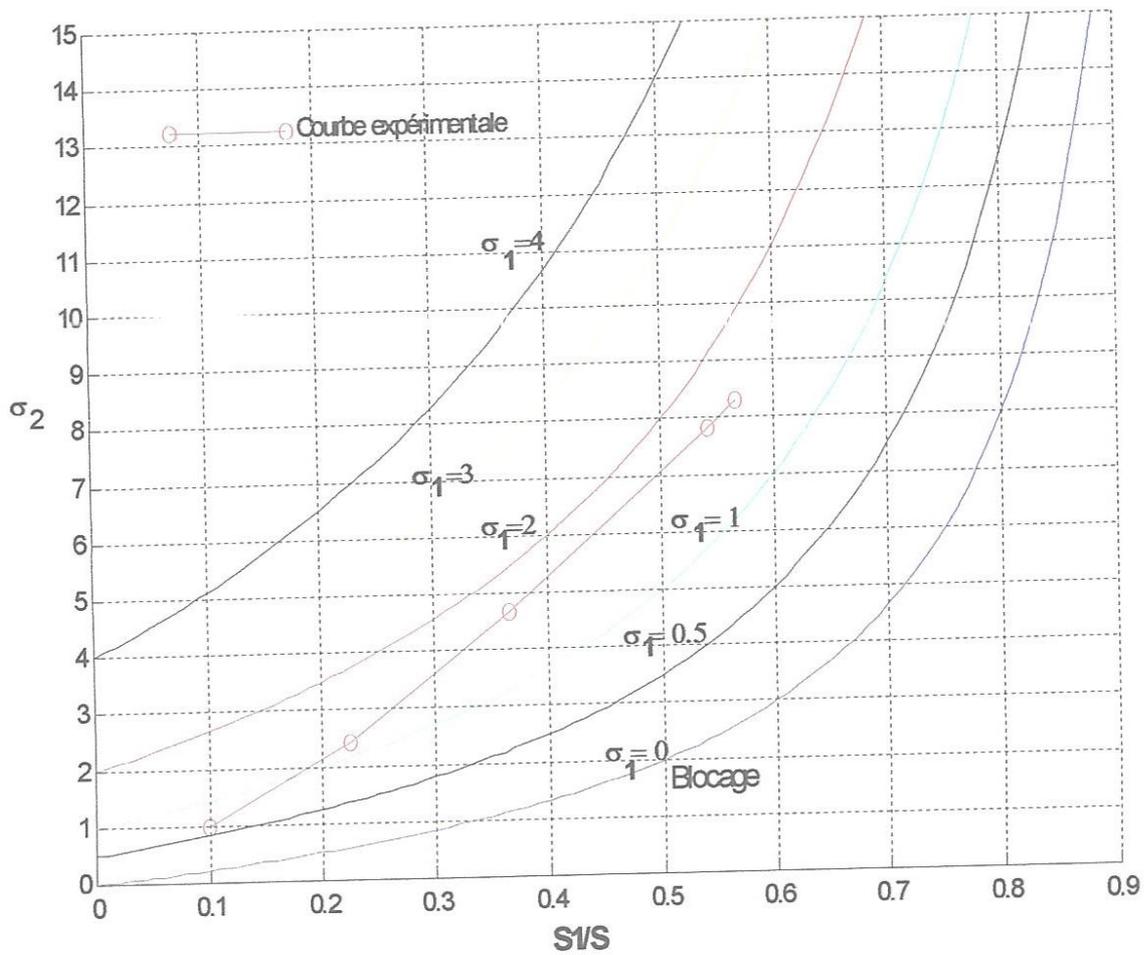


Figure 3.4. Valeurs expérimentales et théoriques des paramètres critiques du début de la cavitation et du blocage.

4. Conclusion

Le début de la cavitation dépend de la contenance en germes, du nombre de Reynolds, et du type de tunnel de cavitation utilisé pour la procédure de mesure. Ceci peut expliquer les contradictions entre les résultats mesurés. Pour toutes valeurs de SI/S correspondant aux conditions de blocage (ou $\sigma_1=0$) les résultats expérimentaux et théoriques se rapproche d'une manière considérable.

Basés sur ces calculs, il est clair que la caractérisation de la cavitation doit être faite à la localisation du jet. Par exemple, les risques du dégât peuvent être liés à σ_1 et non directement à σ_2 .

Il doit être considéré que seulement deux paramètres critiques de cavitation qui peuvent être mesurés avec une exactitude, le début et le blocage. Le début dépend sur sa définition et de la contenance en germes qui doivent être mesurées dans tous les essais du début de cavitation.

CHAPITRE 4

CAVITATION DANS LES POMPES

1. Introduction

La cavitation reste, aujourd'hui encore, un sujet de préoccupation majeure pour ceux qui s'intéresse aux pompes, qu'il soit utilisateur, installateur ou bien entendu constructeur. L'évolution rapide de l'industrie des pompes, les récents progrès réalisés dans l'étude et la compréhension des nombreux mécanismes qui régissent le phénomène de cavitation, rendent nécessaire la mise à jour des connaissances sur le sujet. Ce chapitre a pour but de fournir des explications et des éléments directement exploitables sur le plan pratique, tout en essayant de mettre en évidence la multiplicité et la complexité des nombreux éléments à prendre en compte.

Nous n'aurons en vue, sous cette dénomination, que les pompes centrifuges, les plus universellement utilisées, laissant volontairement de côté les pompes volumétriques ou pompes à piston.

Le développement des pompes centrifuges a été très rapide grâce aux progrès réalisés dans l'emploi de la force motrice électrique. Accouplées aux moteurs électriques, elles constituent des groupes légers, peu encombrants, peu coûteux et d'un très bon rendement.

Le coût d'une station de pompage est directement fonction de deux paramètres qui sont la vitesse de rotation des groupes de pompage retenus et le niveau du radier de la station eu égard au niveau minimal du fluide à pomper à l'aspiration. Ces deux paramètres font référence à la hauteur de charge nette à l'aspiration universellement dénommée Net Positive Suction Head ou $NPSH$: $(NPSH)_{req}$ de la pompe et $(NPSH)_{disp}$ lié à l'installation; c'est dans la valeur de la marge de sécurité à prendre entre $(NPSH)_{req}$ et $(NPSH)_{disp}$ pour assurer à l'utilisateur un fonctionnement satisfaisant vis-à-vis de la cavitation que réside une part importante du coût de la station de pompage.

Une grande partie du chapitre a pour objet de définir les divers aspects de la cavitation dans les pompes et de donner des indications pour calculer le $(NPSH)_{disp}$ lié aux installations. Ces définitions de base permettent de faire les choix techniques les plus judicieux.

2. Les pompes centrifuges

2.1. Principe de fonctionnement: une pompe centrifuge est constituée par

- Une roue à aubes tournant autour de son axe,
- Un distributeur dans l'axe de la roue,
- Un collecteur de section croissante, en forme de spirale appelée volute.

Le liquide arrive dans l'axe de l'appareil par le distributeur et la force centrifuge le projette vers l'extérieur de la turbine. Il acquiert une grande énergie cinétique qui se transforme en énergie de pression dans le collecteur où la section est croissante. L'utilisation d'un diffuseur (roue à aubes fixe) à la périphérie de la roue mobile permet une diminution de la perte d'énergie.

2.2. Pompes semblables

2.2.1. Lois de similitude

Soit:

- une première pompe, dont la roue, de diamètre D , de largeur L , tourne à une vitesse N et présente un débit Q pour une hauteur H , la puissance absorbée étant P ;
- une deuxième pompe, semblable à la première, où les valeurs correspondantes sont d , l , n , q , h et p .

Les pompes étant semblables entre elles, donc:

$$q = Q \cdot \frac{n}{N} \quad (4.1)$$

$$h = H \cdot \left(\frac{n}{N}\right)^2 \quad (4.2)$$

$$p = P \cdot \left(\frac{n}{N}\right)^3 \quad (4.3)$$

2.2.2. Vitesse spécifique

Pour comparer les pompes centrifuges et caractériser la forme de leur roue, on fait appel à la notion de vitesse spécifique n_s : c'est la vitesse à laquelle tournerait une pompe géométriquement semblable, calculer pour refouler un débit de $1\text{m}^3/\text{s}$ à une hauteur de 1 mètre. Si l'on appelle:

N : la vitesse de la pompe en tr/mn;

Q : son débit en m^3/s ;

H : sa hauteur de refoulement en mètre.

La vitesse spécifique est donnée par:

$$n_s = \frac{N \cdot Q^{1/2}}{H^{3/4}} \quad (4.4)$$

A partir de cette équation, on peut fixer le type de roue à utiliser.

3. Courbes caractéristiques d'une pompe

Les caractéristiques de fonctionnement des pompes sont présentées dans les catalogues des constructeurs par trois courbes.

La première courbe donne la relation entre la hauteur engendrée et débit pour une vitesse de rotation fixée en régime subcavitant. La seconde donne la puissance absorbée à cette même vitesse de rotation.

La troisième courbe est la courbe de $NPSH$ qui donne, en fonction du débit et pour la même vitesse de rotation, les limites de cavitation de la machine, correspondant, en général, à une chute de performance de 3 %.

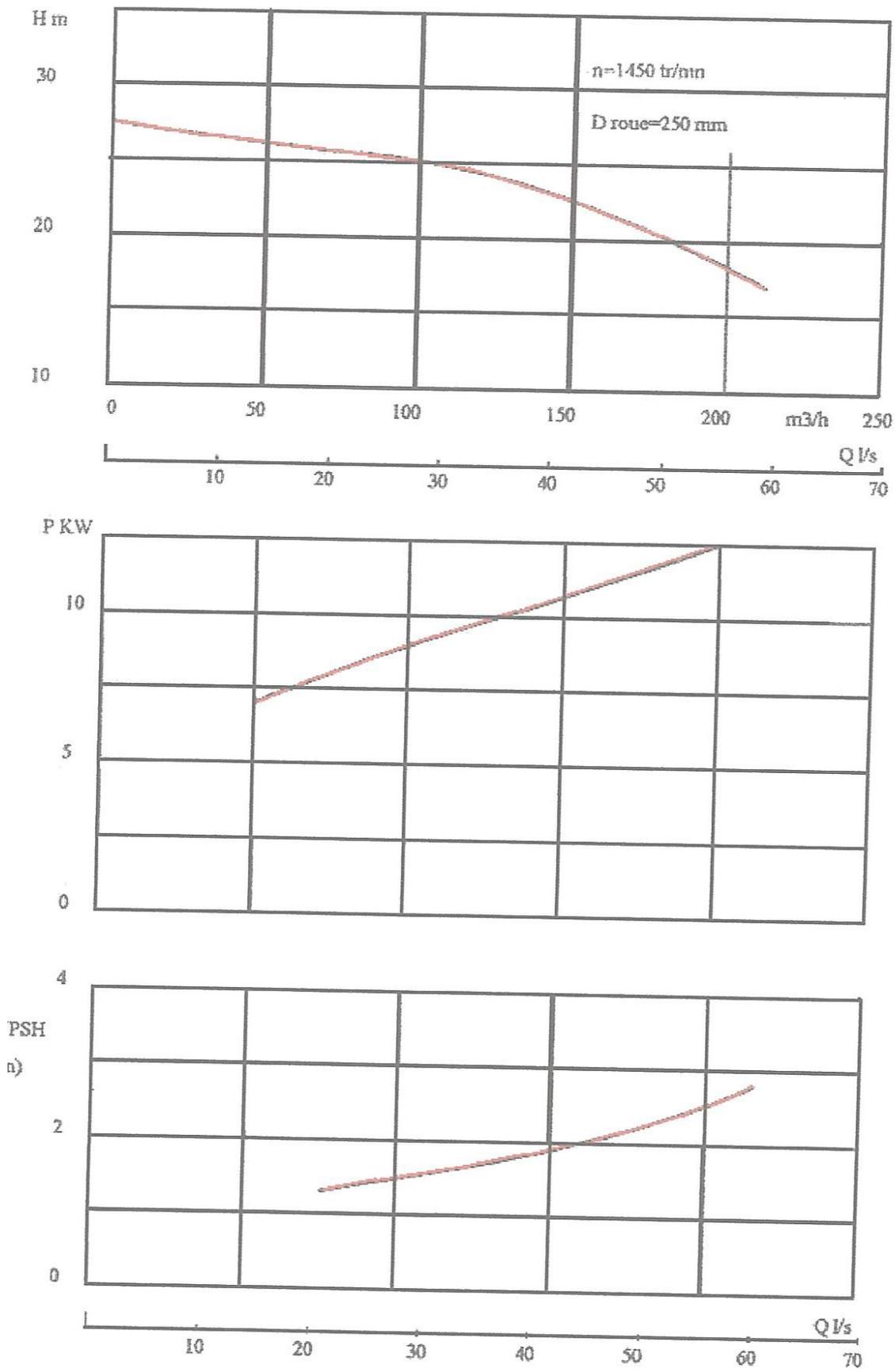


Figure 4.1. Courbes caractéristiques d'une pompe centrifuge.

4. Définition du *NPSH*

Le *NPSH* est égal à la différence de pression entre la pression absolue totale à l'entrée de la pompe et la tension de vapeur, chacune de ces deux pressions étant exprimée, selon les conventions les plus usitées par les constructeurs et utilisateurs, en hauteur de colonne de liquide.

La pression à l'entrée de la pompe est celle qui existerait dans un réservoir alimentant la pompe à une cote prise pour référence. Pour une pompe à axe horizontale, c'est en général, celui-ci qui est considéré. Pour une pompe verticale, c'est le plus souvent la cote de la roue mobile. On donne l'équation générale du *NPSH*:

$$NPSH = H_s - H_v \quad (4.5)$$

4.1. *NPSH* requis

Le *NPSH* requis par une pompe pour un débit donné, exprimé en mètres, représente la perte de pression statique maximale à l'intérieur de la pompe entre la bride d'aspiration et le point où cette pression est minimale, c'est à dire dans la roue, légèrement en arrière du bord d'attaque de l'ailette.

Il s'agit, en, générale, du *NPSH* à 3% de la machine considérée au point de fonctionnement choisi, c'est à dire que le constructeur établira, pour sa pompe, les différentes valeurs du débit pour lesquelles la cavitation apparaît.

4.2. *NPSH* disponible

Il s'agit de la pression à l'aspiration régnant effectivement à l'entrée d'une pompe, pression mesurée sur l'axe de la bride d'aspiration de la pompe et qui résultera des dispositions de l'installation pour l'aspiration. Il est donc toujours défini.

On impose pratiquement que le *NPSH* d'installation soit supérieur au *NPSH* requis.

4.3. Différents états *NPSH*

Lorsqu'on effectue un essai de cavitation de pompe, on commence par réaliser un point de l'essai à *NPSH* suffisamment élevé pour qu'aucune cavitation ne se produise. On obtient ainsi un point de la caractéristique hauteur, débit de la pompe.

En maintenant inchangées les caractéristiques du circuit, pertes de charges et vitesse de rotation de la pompe, on diminue progressivement la pression. On détermine alors diverses valeurs caractéristiques du *NPSH* [68]:

le *NPSH* de début de cavitation. Il correspond à l'apparition du phénomène et peut être détecté soit acoustiquement, soit visuellement lorsque la machine est munie de hublots transparents;

Lorsqu'on continue à abaisser le *NPSH*, on convient d'en définir certaines valeurs caractéristiques, qui correspondent à des phases de développement de la cavitation. Ces valeurs critiques du *NPSH* correspondent à des critères propres à chaque constructeurs.

Pour des valeurs de *NPSH* encore plus faibles, on constate que les performances de la machine se dégradent. Il est alors possible de se donner un critère objectif pour déterminer un *PSH*.

Il est courant de considérer que la cavitation dans une pompe atteint un degré inacceptable lorsque la chute de rendement atteint 3%.

5. La cavitation

Il y a cavitation si à un endroit quelconque dans la pompe la pression statique descend en dessous de la valeur de la tension de vapeur du liquide à sa température. En effet, la vaporisation se produit alors:

- si le débit est faible, la pompe se désamorce;
- si le débit est suffisant, la poche de vapeur est entraînée vers un point voisin de pression supérieure à la tension de vapeur, la poche de vapeur se résorbe brusquement, le liquide qui l'entoure comble ce vide et vient frapper l'impulseur à très grande vitesse. C'est la cavitation, aussi bruyante et destructive que si l'on introduisait des cailloux dans le liquide pompé.

5.1. Effets de la cavitation

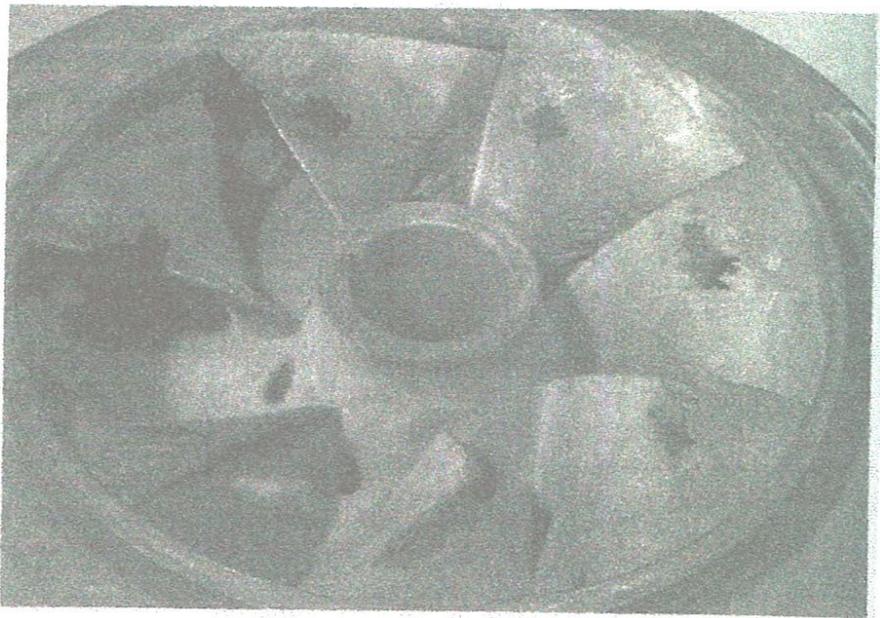
La cavitation perturbe profondément le fonctionnement des turbopompes. Ce phénomène se manifeste par la formation, au sein de l'écoulement, de bulles, poches, tourbillons ou torches de vapeur. Dans les pompes, ces structures de vapeur apparaissent dans les zones de faible pression à l'entrée des aubes de roue et sont transportées dans les zones à plus haute pression. Sous l'action du gradient de pression, elles implosent dès que la pression locale dans l'écoulement redevient supérieure à la pression de vapeur. Ces implosions produisent des microjets et des surpressions (onde de choc) qui peuvent atteindre plusieurs centaines, voire milliers de bars.

5.2. Érosion de cavitation

Lorsque certaines conditions de fonctionnement de la pompe sont réunies, comme, par exemple:

- ✓ marche à régime partiel,
- ✓ pompage à très grande hauteur [$H > 100$ m],
- ✓ pression de service à l'aspiration faible,
- ✓ nature du liquide véhiculé et du matériau constitutif de la roue, etc.

Les implosions répétées de poches de cavitation, qui se produisent près des parois métalliques, altèrent progressivement la structure cristalline dans le cas des alliages métalliques ou les matériaux d'autres natures (plastiques) et peuvent détruire très rapidement les aubes de la roue: c'est le phénomène d'érosion par cavitation. Mais avant d'en arriver à ce cas extrême, qui doit bien entendu être évité, la cavitation peut avoir d'autres conséquences néfastes pour le bon fonctionnement des groupes de pompage. La photographie N°1 est un exemple des dégâts subis par une roue de pompe.



Photographie N°1. Erosion de cavitation sur une roue de pompe.

5.3. Bruit de cavitation

La première manifestation d'une pompe qui cavite est le bruit, qui révèle la présence de microbulles dans l'écoulement. Ce bruit hydraulique généré par la cavitation excite ensuite les parois de la pompe et des tuyauteries proches de celle-ci. Les tuyauteries, à leur tour, rayonnent ce bruit dans le milieu aérien ambiant. De cette façon lorsqu'une pompe cavite de manière importante, on enregistre un bruit caractéristique de crépitements et claquements.

5.4. Pertes de performances

Pour des poches de vapeur encore plus développées, les pompes subissent des chutes de leurs performances (hauteur totale d'élévation, rendement, puissance) qui les rendent inutilisables; le phénomène est souvent décrit comme la chute de caractéristiques.

5.5. Vibrations

Lorsque les poches de vapeur à l'entrée de la pompe atteignent une importance vis-à-vis de la taille de la pompe, du niveau de pression ou du $(NPSH)_{disp}$ à l'entrée de la roue, une augmentation du niveau vibratoire due à la cavitation peut se rencontrer. Parfois, on peut également avoir des interactions entre la pompe en régime de cavitation et le circuit sur laquelle elle débite.

5.6. Détermination expérimentale des courbes de cavitation

Les courbes de cavitation d'une pompe ne peuvent être obtenues, aujourd'hui encore, en majorité que par la voie expérimentale, conformément aux recommandations et exigences des normes en vigueur.

Les installations d'essais sont conçues de façon que le $(NPSH)_{disp}$ à l'entrée de la pompe puisse varier, en maintenant le débit constant, depuis des valeurs élevées qui garantissent un fonctionnement exempt de toute cavitation jusqu'aux valeurs minimales nécessaires pour faire caviter la pompe.

Les installations récentes utilisées pour la recherche et développement des laboratoires des constructeurs et des organismes de recherche possèdent des dispositifs plus complexes, capables d'assurer le dégazage en air occlus et dissous contenu dans l'eau et de contrôler ainsi le taux d'oxygène dissous durant les essais de cavitation. Dans certains cas, des appareils contrôlent et mesurent le taux de germes contenus dans l'eau, paramètre important dans certains types de cavitation sous faible incidence des aubages.

7. Influence des caractéristiques du liquide pompé

Les principales caractéristiques à considérer dans ces phénomènes sont la température, le taux d'oxygène et / ou d'air occlus et le taux de germes contenus dans l'eau; d'autres caractéristiques comme la tension superficielle, la viscosité et autres caractéristiques thermodynamiques sont prises en compte indirectement.

7.1. Température

Sur la figure 4.2 est illustré clairement que l'allure de la branche de cavitation ainsi obtenue dépend de la température et de la nature du liquide pompé. Pour de l'eau froide, la branche de cavitation se détache de la caractéristique hauteur/ débit dès le débit $(q_v)_A$, donc au fur et à mesure que la température de l'eau augmente, la chute brutale de la hauteur totale d'élévation est progressivement retardée. Il en résulte que, à critère expérimental d'apparition de la cavitation constant $(NPSH)_{-3\%}$, l'énergie massique requise à l'aspiration d'une pompe est plus faible lorsque la température augmente. Autrement dit le relevé expérimental de $NPSH$ en eau froide fournit une marge de sécurité supplémentaire à l'utilisateur d'une pompe en eau chaude [Lecoffre].

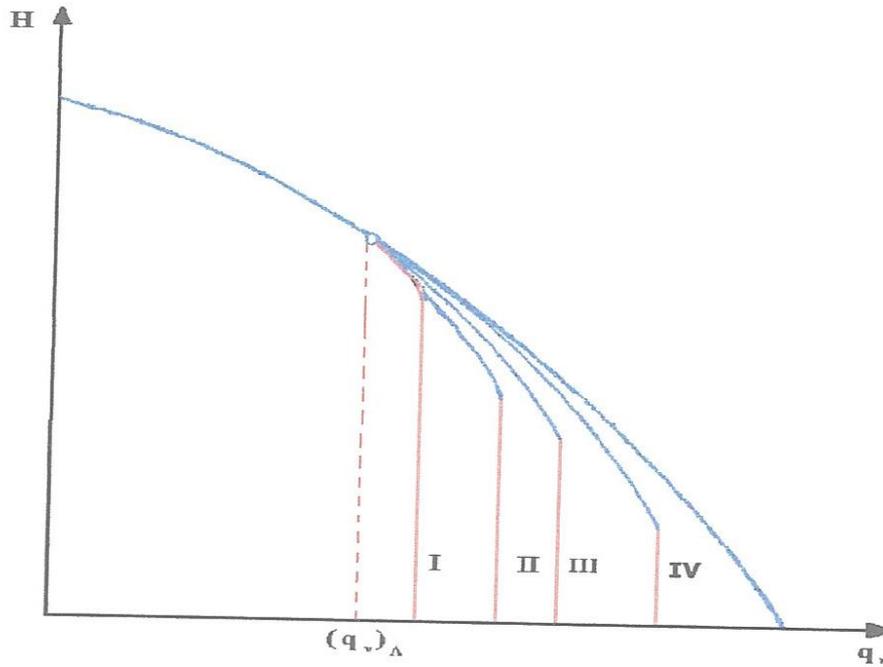
7.2. Influence de l'air occlus

Cette influence sur les courbes de $NPSH$ varie d'une pompe à l'autre. Il n'existe pas de lois extrapolables à toutes les pompes. La figure 4.3 met bien en évidence l'influence de l'air occlus pour des taux allant jusqu'à 5% en volume à l'aspiration, sur le $(NPSH)_{-3\%}$ de la pompe ($DI=278$ mm et 6 aubes). Par exemple, au débit nominal $(q_v)_N$, Le $NPSH$ passe de 4 à 8,50 m quand le taux d'air occlus passe de 0 à 3,05%.

7.3. Influence du gaz dissous

Sur la même pompe est effectué l'essai donnant la variation du $NPSH$ quand le taux d'oxygène dissous, varie de la valeur de saturation dans les conditions normales jusqu'à des valeurs faibles correspondant à une eau presque totalement dégazée (figure 4.4).

Pour un débit nominal $(q_v)_N$, le $NPSH$ diminue de 3,95 à 3,4 m, lorsque le taux d'oxygène dissous baisse de 10,5 à 2 ppm.



Les courbes I à IV correspondent à des températures croissantes du liquide pompé

Figure 4.2. Influence de la température du liquide sur la cavitation [35].

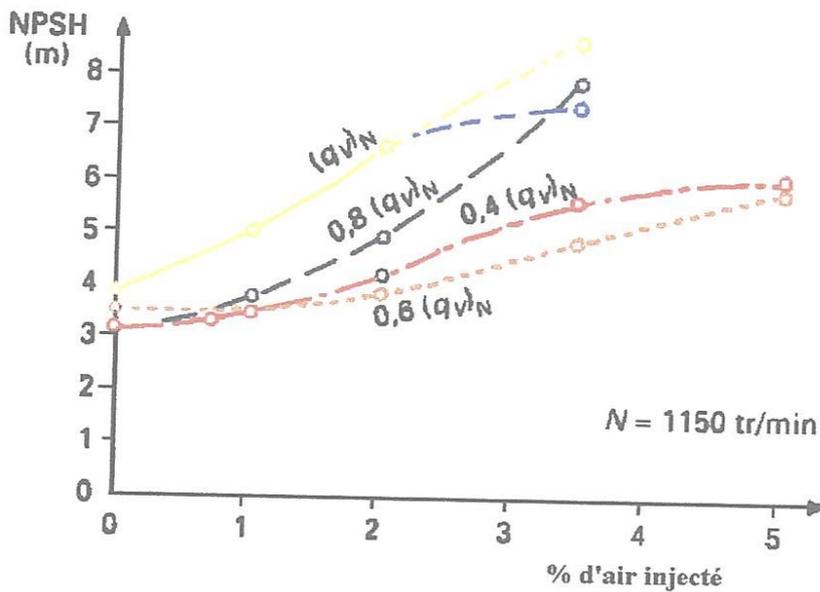


Figure 4.3. Influence de l'air occlus sur les courbes de $(NPSH)_{-3\%}$ d'une pompe NS80 (doc. CETIM Nantes) [35].

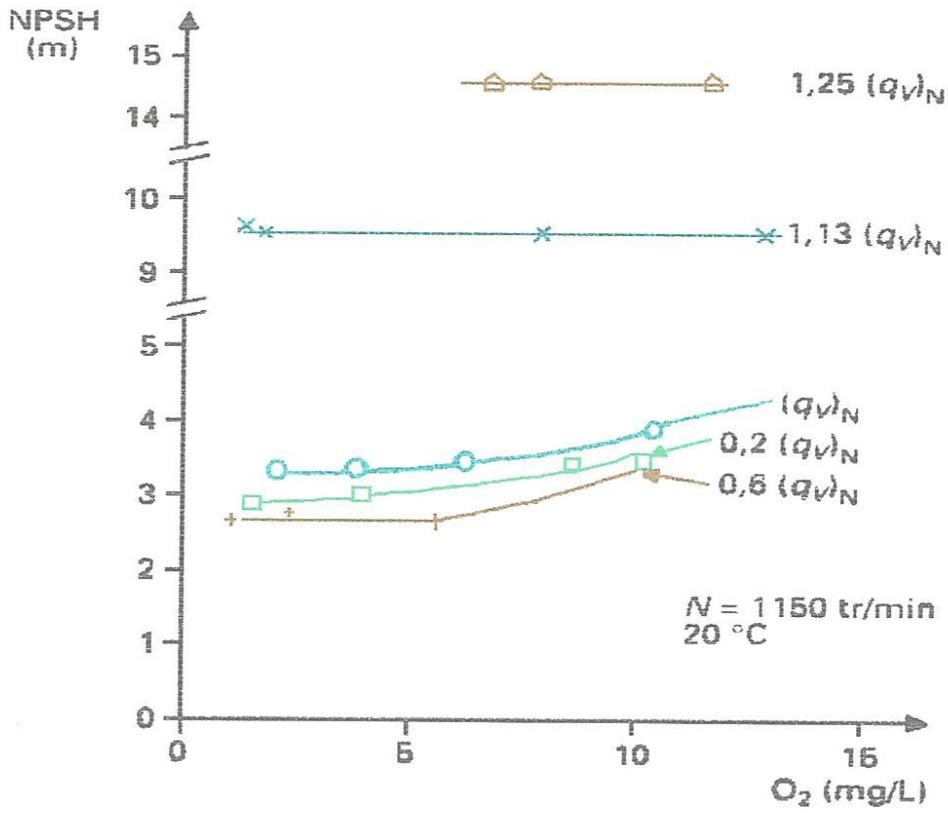


Figure 4.4. Influence de l'oxygène dissous sur les courbes de $(NPSH)_{-3\%}$ d'une pompe NS80 (doc. CETIM Nantes) [35].

3. Capacité pratique d'aspiration *NPSH*

3.1. Détermination de la hauteur d'aspiration

Le travail dissipé par une pompe est par définition le produit de la masse par l'accélération et le chemin, ou on désigne par l'accélération la constante de l'accélération terrestre g et par H le chemin c'est à dire hauteur d'aspiration.

$$w = mgH \quad (4.6)$$

si l'on rapporte le travail à l'unité de masse, on obtient le travail d'aspiration effectif Y

$$Y = g.H \quad (4.7)$$

Dans ce cas la hauteur d'aspiration sera définie comme étant l'augmentation de la hauteur d'énergie potentielle et cinétique. D'après la figure (4.5.a) elle est composée de:

la différence de hauteur géométrique entre le niveau d'aspiration et de refoulement H_{geo} .

la différence entre les hauteurs de pression ($H_a - H_e$).

la hauteur de perte par frottement compris les pertes singulières

$$H_v = H_{v,s} + H_{v,D} \quad (4.8)$$

(s): aspiration

(D): refoulement

l'augmentation de la hauteur des vitesses entre l'entrée et la sortie ($H_{v,a} - H_{v,e}$).

La hauteur d'aspiration est souvent donnée en hauteur de colonne de fluide. Les pressions P et les vitesses v sont exprimées comme suit

$$H_p = \frac{P}{\rho \cdot g}; \quad H_v = \frac{v^2}{2 \cdot g} \quad (4.9)$$

Quant à la hauteur d'aspiration nécessaire d'une pompe elle est souvent donnée par l'expression suivante:

$$H = H_{geo} + \frac{P_a - P_e}{\rho \cdot g} + H_V + \frac{v_a^2 - v_e^2}{2 \cdot g} \quad (4.10)$$

$$H = H_{geo} + (H_{p,a} - H_{p,e}) + H_V + (H_{v,a} - H_{v,e}) \quad (4.11)$$

En pratique $P_e = P_a = P_{at}$

La vitesse d'entrée est souvent prise comme étant nulle $v_a = 0$, tandis que la vitesse à la sortie elle correspond à la vitesse d'écoulement dans la conduite de refoulement (Bollrich, 1989), $v_a = v_D$ ceci nous permet donc d'écrire l'équation (4.11) sous la forme simplifiée suivante fig.(4.5-b)

$$H = H_{geo} + H_V + H_{V,D} \quad (4.12)$$

où $H_{V,D}$ est également souvent négligée.

En pratique la hauteur d'aspiration est donnée en mètre colonne d'eau et on désigne par hauteur manométrique le rapport suivant

$$H_{man} = H \cdot \frac{\rho_{Fl}}{\rho_w} \quad (4.13)$$

Avec

H_{man} hauteur manométrique d'aspiration en mètre colonne d'eau

H hauteur d'aspiration dans la colonne

ρ_{Fl} densité du fluide kg/m^3

ρ_w densité de l'eau à 4°C, $\rho_w = 1000kg/m^3$

8.2. Hauteur d'aspiration d'une pompe radiale

Sur la figure (4.5. b) la hauteur d'aspiration nécessaire est:

$$H_{s,nec} = H_{geo,s} + H_{V,s} + \frac{v_s^2}{2g} \frac{P_e - P_{at}}{\rho g} \quad (4.14)$$

Elle sera limitée par la hauteur de pression de la vapeur de saturation H_v , au point le plus haut de l'arête d'entrée et la hauteur $NPSH_{requis}$.

$$H_{s,nec} \leq \frac{P_e - P_v}{\rho g} - NPSH_{requis} + \frac{v_s^2}{2g} \quad (4.15)$$

Selon Kittner et al (1988) pour le cas d'un niveau d'eau à surface libre et avec $P_e = P_{at}$ et lorsqu'il s'agit d'une eau froide, on peut écrire

$$H_{s,ad} = 9.5 - NPSH_{requis} \text{ en m} \quad (4.16)$$

le $NPSH_{requis}$ dépend très fortement de la forme de la roue, car selon Kittner et al (1988) la courbe caractéristique en dépend également voir figure 4.5.

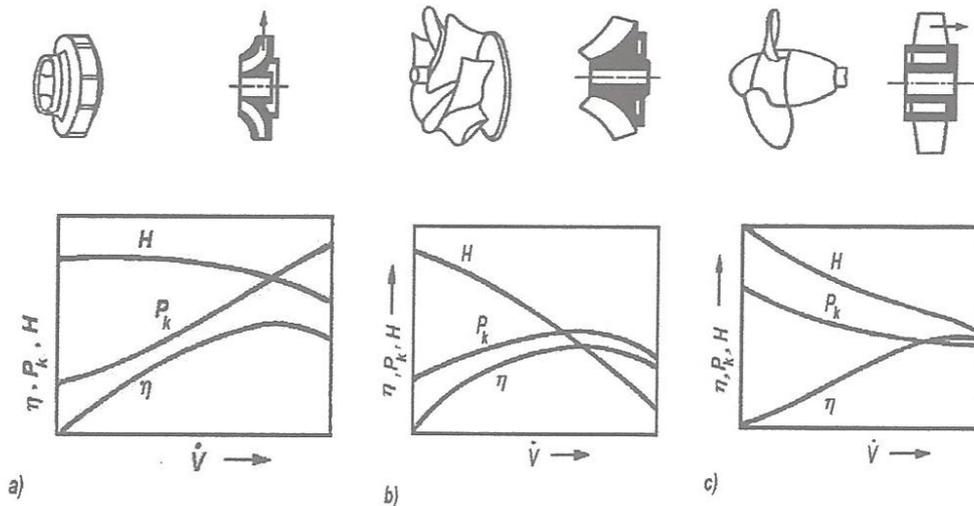


Figure 4.5. Types de pompes.

Le $NPSH_{requis}$ selon la même étude augmente avec le nombre de tour spécifique des roues, et selon Hanagath (1986) le $NPSH_{requis}$ d'une pompe est fonction du débit d'aspiration.

À partir du $NPSH_{requis}$ et du débit Q_n relative à un nombre de tour déterminé d'une pompe on peut déterminer le nombre de cavitation, dont l'expression est la suivante

$$\sigma = n^2 \frac{Q_n}{NPSH_{req,n}^{3/2}} \quad (4.17)$$

σ : nombre de cavitation

N : nombre de tours s^{-1}

Q : débit en m^3/s

$NPSH_{requis}$ peut s'obtenir de l'expression suivante

$$NPSH_{requis,x} = n_x^{4/3} \left(\frac{Q_x}{\sigma} \right)^{2/3} \quad (4.18)$$

Le $NPSH_{disp}$ sera donnée par l'expression suivante

$$NPSH_{disp} = \frac{P_{at} - P_v}{\rho g} - H_{geo,s} - H_{v,s} \quad (4.19)$$

Quand le $NPSH$ est sous dépassée on doit s'attendre à la naissance de la cavitation dans la pompe, dont le résultat est la détérioration du matériau. Le choix adéquat des matériaux pourrait éviter les nuisances. Dans le milieu les constructeurs tolèrent à un certain stade la cavitation pour de petites et moyennes pompes allant jusqu'à $1000 m^3/h$.

Pour mieux illustrer ce phénomène on propose la démonstration suivante qui sera succéder par une application numérique.

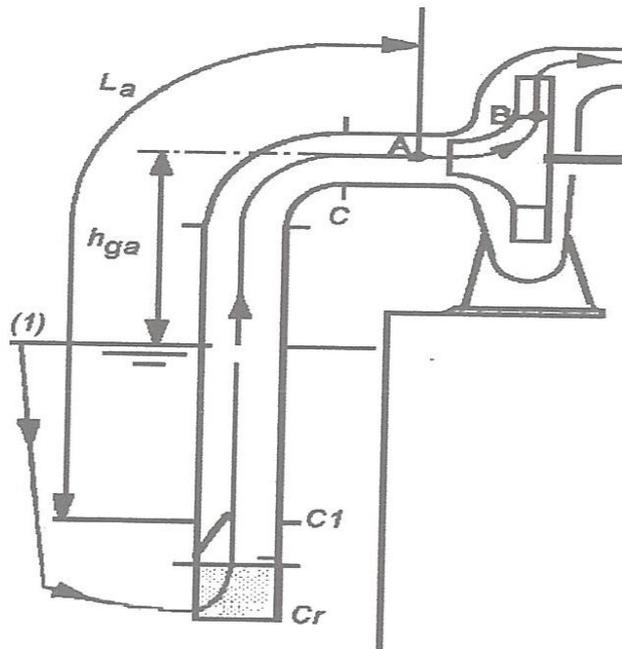


Figure 4.6.

La conduite d'aspiration d'une pompe est illustrée par la figure ci-dessus. L'application de la loi de Bernoulli entre (1) et (2) donne:

$$H_1 = \frac{\alpha \cdot v_1^2}{2 \cdot g} + \frac{P_1}{\rho \cdot g} + Z_1 \quad (4.20)$$

avec $v_1 = 0$ $P_1 = P_{at}$

$$H_A = \frac{\alpha \cdot v_A^2}{2 \cdot g} + \frac{P_A}{\rho \cdot g} + Z_A \quad (4.21)$$

et

$$H_1 - H_A = \sum h_{pertes}$$

$$\frac{\alpha \cdot v_1^2}{2g} + \frac{P_1}{\rho g} + Z_1 - \left(\frac{\alpha \cdot v_A^2}{2g} + \frac{P_A}{\rho g} + Z_A \right) = \left(\xi_{cr} + \xi_d + \xi_c + \frac{\lambda a l_a}{d_a} \right) \frac{v_a^2}{2g} \quad (4.22)$$

de cette expression on tire la pression au point A, on obtient:

$$\frac{P_A - P_{at}}{\rho g} = \frac{\alpha \cdot v_A^2}{2g} + (Z_A - Z_1) + \left(\sum \xi_i + \frac{\lambda a l_a}{d_a} \right) \frac{v_a^2}{2g} \quad (4.23)$$

Pour obtenir la pression en A, on doit retrancher à la pression atmosphérique de départ, l'énergie cinétique dans la conduite, toutes les pertes de charges et les hauteurs géométriques d'aspiration. On obtient en fonction du débit, une courbe dite *NPSH* disponible. Dès que la pression en P_A au point A atteindra la pression de vapeur saturante P_v du fluide nous aurons la cavitation dans la conduite d'aspiration en A. si par exemple, on augmente la hauteur géométrique d'aspiration h_{geo} la courbe $NPSH_{disp}$ va descendre et le point K sur la figure suivante, se déplacera sur la gauche.

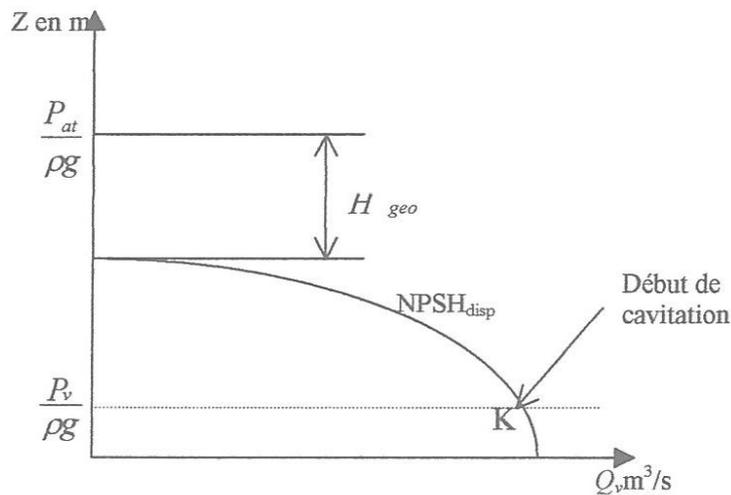


Figure 4.7.

Si on observe la figure précédente, on remarque que la particule va passer du point A au point B avec une forte augmentation de vitesse. La pression va par contre rapidement chuter de A vers B.

En appliquant le théorème de Bernoulli (le point A arrive sur l'aube, la particule fluide n'a pas encore passé la roue) on obtiendra la relation suivante

$$\frac{\alpha v_A^2}{2g} + \frac{P_A}{\rho g} + Z_A - \left(\frac{\alpha v_B^2}{2g} + \frac{P_B}{\rho g} + Z_B \right) = \Sigma h_{pertes} \quad (4.24)$$

$$\frac{P_B}{\rho g} = \frac{P_A}{\rho g} + \left(\frac{\alpha v_A^2}{2g} - \frac{\alpha v_B^2}{2g} \right) - \Sigma h_{pertes} \quad (4.25)$$

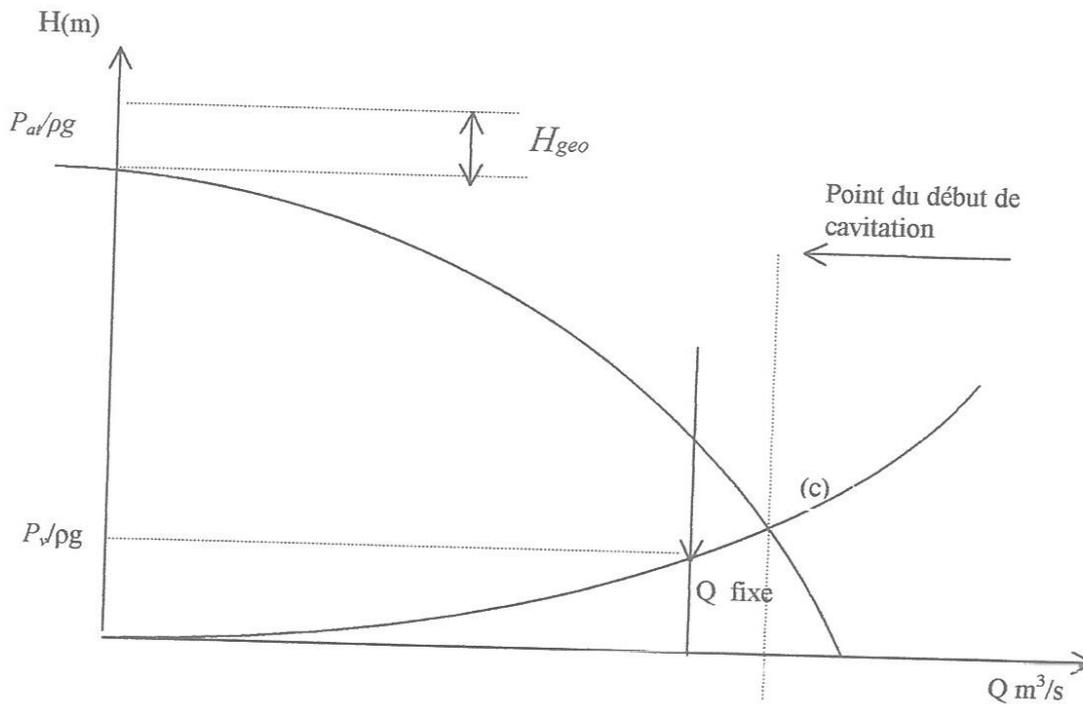


Figure 4.8.

En réalité la courbe parabolique (C) varie suivant le type de pompe. Le constructeur fournira la courbe dite $NPSH_{requis}$, similaire à celle-ci. $NPSH_{disp} > NPSH_{requis}$ (Condition de non-cavitation).

Calcul numérique:

Pour mettre de la lumière sur ce qui précède, on propose l'étude de l'installation suivante: on a une pompe radiale représentée par la figure 4.9, qui doit transporter au moins $200 \text{ m}^3/\text{h}$ d'un réservoir à un autre. A la surface libre des deux réservoirs il règne la même pression d'air $P_{at} = 97 \text{ kPa}$, la température maximale de l'eau est 20°C , La pression de vapeur est $P_v = 2,340 \text{ Pa}$.

Pour pouvoir déterminer la totalité du domaine de fonctionnement de la pompe, il faut a priori déterminer deux lignes caractéristiques de conduites.

ligne caractéristique maximale 1 pour $H_{geo,max} = 174.0 - 133.0 = 41.0 \text{ m}$

la rugosité du tuyau $k_{max} = 2.0 \text{ mm}$

ligne caractéristique minimale 2 pour $H_{geo,min} = 170.0 - 135.0 = 35.0 \text{ m}$

la rugosité du tuyau $k_{min} = 0.4 \text{ mm}$

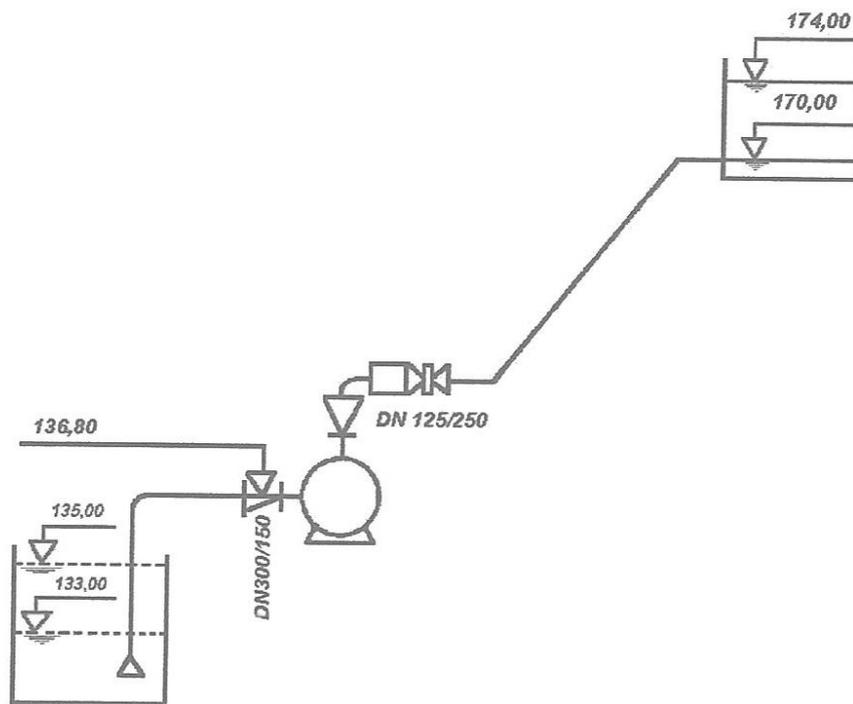


Figure 4.9. Détermination de la hauteur d'aspiration et de refoulement pour une pompe radiale.

Pour la détermination de la hauteur d'aspiration nécessaire on a besoin du débit maximal correspondant à une hauteur d'aspiration géométrique maximale.

Pour ce faire on dispose de

la ligne caractéristique 3 pour hauteur d'aspiration maximale

$$H_{geo,crt} = 170.0 - 133.0 = 37.0 \text{ m et } k_{\min} = 0.4 \text{ mm}$$

La hauteur des pertes par frottement sera calculée selon l'équation

$$H_f = I.L = \alpha l Q_2^2$$

et les pertes singulières selon l'équation

$$H_l = \xi \frac{v_2^2}{2g}$$

Si on introduit les différentes vitesses $v_n = Q/A_n$, alors on peut exprimer la ligne caractéristique de la conduite comme fonction du débit. Les longueurs des conduites d'aspiration et de refoulement sont respectivement $L_s=12$ m, $L_D=1090$ m

Pertes singulières:

$$H_l = \sum \zeta_{souD, DN} \frac{Q^2}{2gA_{DN}^2},$$

Conduite d'aspiration		Conduite de refoulement		
DN	300	150	125	250
$\sum \zeta$	0,85	1,4	0,3	5,4
H_l	$8,7.Q^2$	$227,8.Q^2$	$101,1.Q^2$	$114,2.Q^2$

Coefficient des pertes par frottement:

$$H_f = \alpha_{2,0}.L_s.Q^2,$$

Conduite d'aspiration		Conduite de refoulement	
$k=2$ mm	$k=0,4$ mm	$k=2$ mm,	$k=0,4$ mm,
$\alpha_{2,0} = 1,14$	$\alpha_{0,4} = 0,754$	$\alpha_{2,0} = 3,17$	$\alpha_{0,4} = 1,96$
$H_f = 13,7.Q^2$	$H_f = 9,0.Q^2$	$H_f = 3455,3.Q^2$	$H_f = 2136,4.Q^2$

Les hauteurs des pertes dans la conduite d'aspiration et de refoulement se résume dans le tableau suivant

$$H_{v,souD,max} = \sum H_{lsouD} + H_{f,souD,max}$$

$$H_{v,souD,min} = \sum H_{lsouD} + H_{f,souD,min}$$

Conduite d'aspiration		Conduite de refoulement	
$H_{v,s,max} = 250,2.Q^2$	$H_{v,s,min} = 245,5.Q^2$	$H_{v,D,max} = 3670,6.Q^2$	$H_{v,D,min} = 2351,7.Q^2$

La valeur maximale et minimale de $H_{v,s}$ est prise pour les rugosités $k=2$ et $k=0,4$.
 Les courbes caractéristiques des conduites recherchées seront

$$\begin{aligned} H_1 &= H_{geo,max} + H_{v,s,max} + H_{v,D,max} \\ &= 41,0 + 250,2 \cdot Q^2 + 3670,6 \cdot Q^2 = 41,0 + 3920,8 \cdot Q^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_2 &= H_{geo,min} + H_{v,s,min} + H_{v,D,min} \\ &= 35,0 + 245,5 \cdot Q^2 + 2351,7 \cdot Q^2 = 35,0 + 2597,2 \cdot Q^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_3 &= H_{geo,crit} + H_{v,s,min} + H_{v,D,min} \\ &= 37,0 + 245,5 \cdot Q^2 + 2351,7 \cdot Q^2 = 37,0 + 2597,2 \cdot Q^2 \end{aligned}$$

La hauteur maximale d'aspiration pour le débit souhaitable $Q_n = 0,056 \text{ m}^3/\text{s}$ vaut

$$H_n = 41,0 + 3920,8 \cdot 0,056^2 = 53,3 \text{ m}$$

Après la figure 4.10 on recommande une pompe radiale. Selon la figure 4.11 on choisit une pompe ayant les références, dont les lignes caractéristiques sont illustrées dans la figure 4.12 pour différents diamètres de roues.

La courbe de caractéristique H_2 pour la roue Nr2 satisfait les exigences de puissance $\geq 200 \text{ m}^3/\text{h}$ à $H_n = 53,3 \text{ m}$

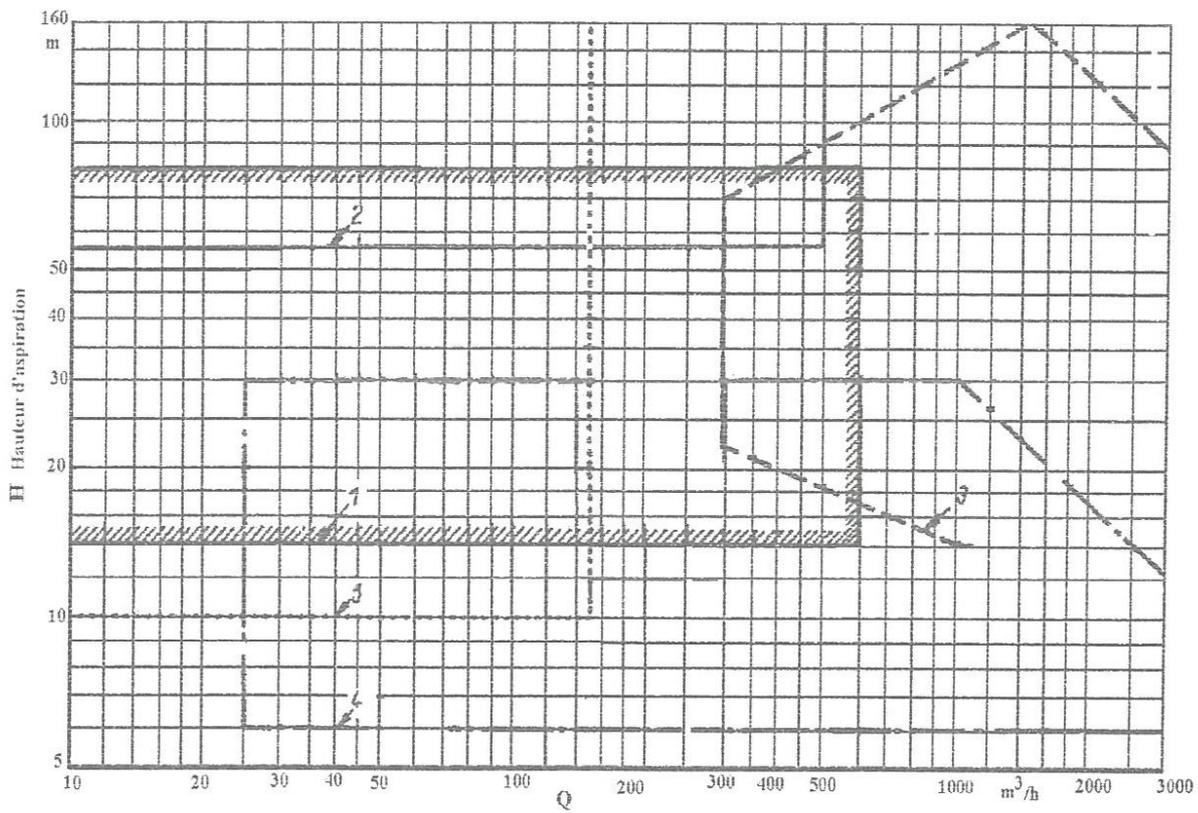


Figure 4.10. Domaine d'utilisation des pompes radiales.

1. Pompe à roue radiale monocellulaire.
2. Pompe à roue radiale, multicellulaires.
3. Pompe à roue radiale bicellulaire.
4. Pompe à roue diagonale.
5. Pompe auto-aspiratrice avec roue radiale, mono ou multicellulaire.

Pour déterminer le domaine de fonctionnement de la pompe on représente les courbes caractéristiques 1, 2, puis on fixe le point d'intersection avec la courbe de régulation H_2 selon la figure 4.13. Le domaine de fonctionnement de la pompe s'obtient entre $Q=201,5$ à $239,5$ m³/h et se situe dans le domaine de fonctionnement admissible selon la figure 4.12.

Pour la pompe choisit ainsi que pour le domaine de fonctionnement déterminé on doit conserver la valeur du $NPSH_{requis}$ à une valeur de 5,7 m. Tandis que la hauteur des vitesses

$H_{v,s} = \frac{v_s^2}{2 \cdot g}$ varie en fonction du débit et du diamètre. Nous indiquerons dans chaque cas sa

valeur qui a été déterminée graphiquement d'après les graphes donnés dans la référence [40].

Calculons la hauteur d'aspiration admissible de l'installation selon l'équation (4.19) qui sera ensuite comparé à la hauteur d'aspiration nécessaire, déterminée par l'équation (4.15). On a pris pour $\rho = 998,2$ Kg/m³ et $g = 9,81$ m/s².

La hauteur géométrique d'aspiration de la pompe $H_{geo,s}$ est égale à la hauteur de emplacement de la pompe moins le niveau d'aspiration de l'eau.

Débit minimal $Q_{min} = 201,5$ m³/h pour une hauteur d'aspiration maximale

$$H_{geo,s,max} = 136,8 - 133,0 = 3,8 \text{ m}$$

$$H_{s,1} = H_{geo,s,max} + H_{v,s,max} = 3,8 + 250,2 \cdot Q^2$$

$$H_{s,1} = 3,8 + 250,2 \cdot 0,056^2 = 4,58 \text{ m} < 4,9 \text{ m} = H_{s,nec}$$

avec $H_{v,s} = 0,93$ m

Débit maximal $Q_{max} = 239,5$ m³/h pour une hauteur d'aspiration minimale

$$H_{geo,s,min} = 136,8 - 135,0 = 1,8 \text{ m}$$

$$H_{s,2} = H_{geo,s,min} + H_{v,s,min} = 1,8 + 245,5 \cdot Q^2$$

$$H_{s,2} = 1,8 + 245,5 \cdot 0,066^2 = 2,87 \text{ m} < 4,2 \text{ m} = H_{s,nec}$$

avec $H_{v,s} = 0,20$ m

Débit maximal pour hauteur maximale. Ici on représente sur la figure 4.13 la courbe 3. On donne avec la courbe de régulation de la pompe le point de fonctionnement $234,0$ m³/h.

$$H_{geo,s,max} = 136,8 - 133,0 = 3,8 \text{ m}$$

$$H_{s,3} = H_{geo,s,max} + H_{v,s,min} = 3,8 + 245,5 \cdot Q^2$$

$$H_{s,3} = 3,8 + 245,5 \cdot 0,065^2 = 4,83 \text{ m} > 4,3 \text{ m} = H_{s,nec}$$

avec $H_{v,s} = 0,33$ m

Pour déterminer le domaine de fonctionnement de la pompe on représente les courbes caractéristiques 1, 2, puis on fixe le point d'intersection avec la courbe de régulation H_2 selon la figure 4.13. Le domaine de fonctionnement de la pompe s'obtient entre $Q=201,5$ à $239,5$ m³/h et se situe dans le domaine de fonctionnement admissible selon la figure 4.12.

Pour la pompe choisit ainsi que pour le domaine de fonctionnement déterminé on doit conserver la valeur du $NPSH_{requis}$ à une valeur de 5,7 m. Tandis que la hauteur des vitesses

$H_{v,s} = \frac{v_s^2}{2 \cdot g}$. Varie en fonction du débit et du diamètre. Nous indiquerons dans chaque cas sa

valeur qui a été déterminée graphiquement d'après les graphes donnés dans la référence [40].

Calculons la hauteur d'aspiration admissible de l'installation selon l'équation (4.19) qui sera ensuite comparé à la hauteur d'aspiration nécessaire, déterminée par l'équation (4.15). On a pris pour $\rho = 998,2$ Kg/m³ et $g = 9,81$ m/s².

La hauteur géométrique d'aspiration de la pompe $H_{geo,s}$ est égale à la hauteur de l'emplacement de la pompe moins le niveau d'aspiration de l'eau.

Débit minimal $Q_{min} = 201,5$ m³/h pour une hauteur d'aspiration maximale

$$H_{geo,s,max} = 136,8 - 133,0 = 3,8 \text{ m}$$

$$H_{s,1} = H_{geo,s,max} + H_{v,s,max} = 3,8 + 250,2 \cdot Q^2$$

$$H_{s,1} = 3,8 + 250,2 \cdot 0,056^2 = 4,58 \text{ m} < 4,9 \text{ m} = H_{s,nec}$$

avec $H_{v,s} = 0,93$ m

Débit maximal $Q_{max} = 239,5$ m³/h pour une hauteur d'aspiration minimale

$$H_{geo,s,min} = 136,8 - 135,0 = 1,8 \text{ m}$$

$$H_{s,2} = H_{geo,s,min} + H_{v,s,min} = 1,8 + 245,5 \cdot Q^2$$

$$H_{s,2} = 1,8 + 245,5 \cdot 0,066^2 = 2,87 \text{ m} < 4,2 \text{ m} = H_{s,nec}$$

avec $H_{v,s} = 0,20$ m

Débit maximal pour hauteur maximale. Ici on représente sur la figure 4.13 la courbe 3. On donne avec la courbe de régulation de la pompe le point de fonctionnement à $234,0$ m³/h.

$$H_{geo,s,max} = 136,8 - 133,0 = 3,8 \text{ m}$$

$$H_{s,3} = H_{geo,s,max} + H_{v,s,min} = 3,8 + 245,5 \cdot Q^2$$

$$H_{s,3} = 3,8 + 245,5 \cdot 0,065^2 = 4,83 \text{ m} > 4,3 \text{ m} = H_{s,nec}$$

avec $H_{v,s} = 0,33$ m

Ceci implique, que pour ce point critique, la hauteur d'aspiration admissible est dépassée. La pompe doit être placée plus bas à $4,83 - 4,3 = 0,6$ m, pour éviter une possible cavitation sur l'ensemble du domaine de fonctionnement.

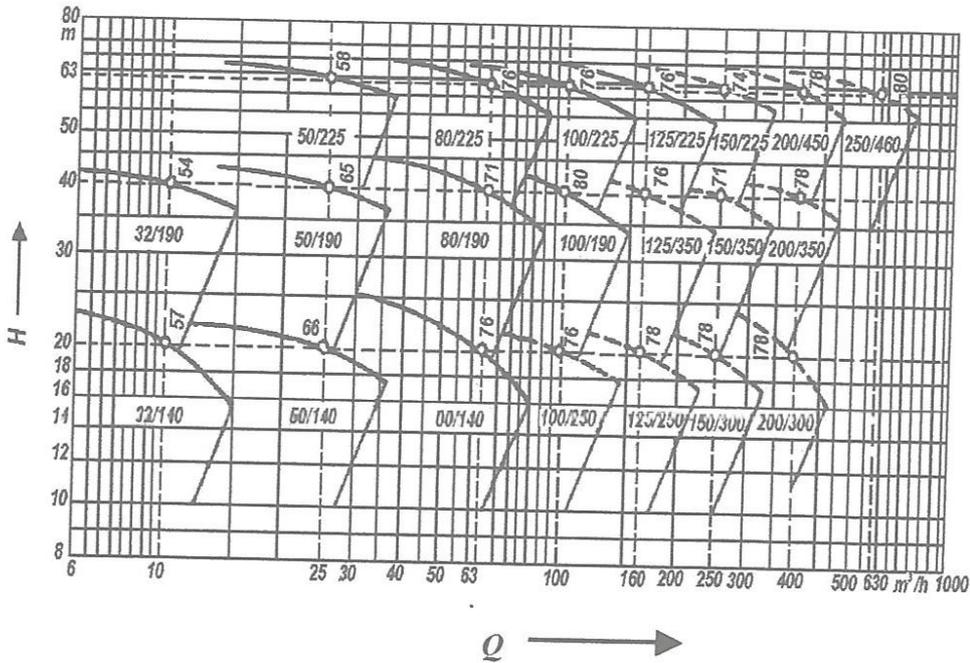


Figure 4.11. Palier de pompes [40].

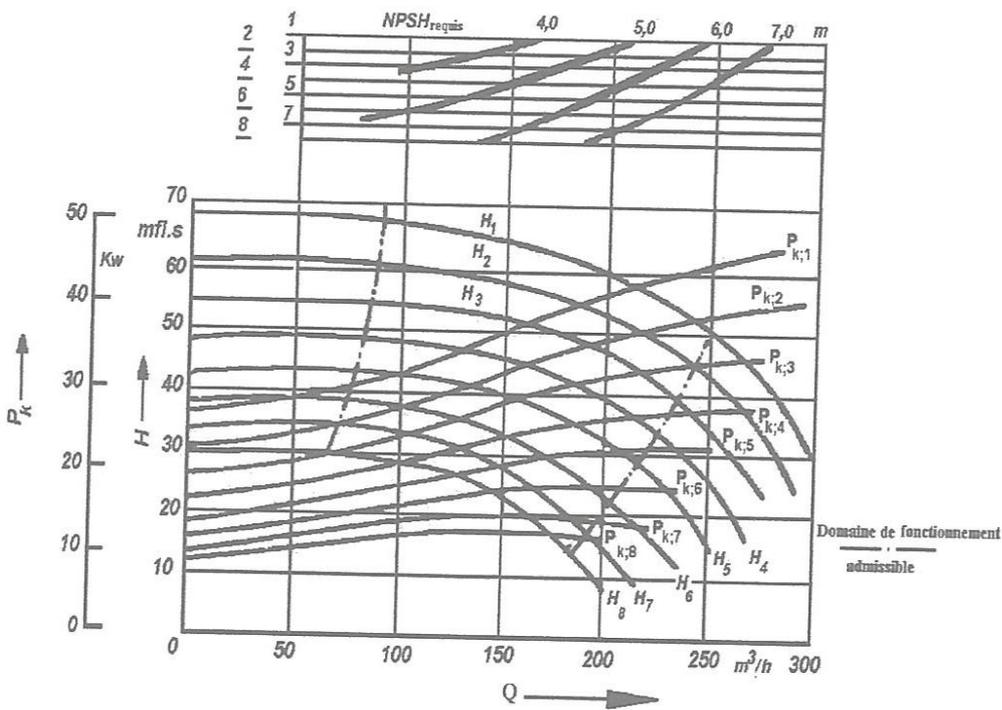


Figure 4.12. Lignes caractéristiques pour une pompe radiale référence (125/225) [40].

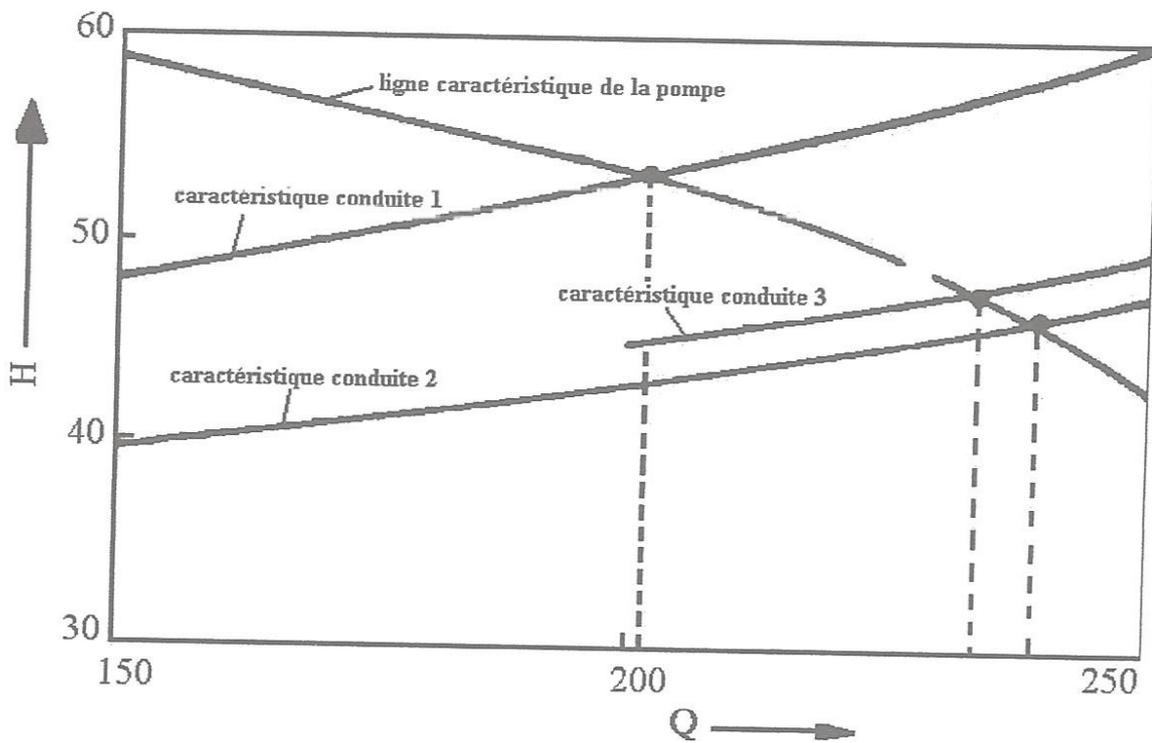


Figure 4.13. Détermination du domaine de fonctionnement de la pompe.

10. Réduction des effets de cavitation

Pour limiter les effets nocifs de la cavitation et / ou améliorer les plages d'utilisation des pompes on doit agir de plusieurs façon:

▪ Amélioration du *NPSH* des pompes: en jouant sur les principaux paramètres géométriques des aubes à l'entrée de la roue tels que: D_1 diamètre de roue, β angle d'entrée de l'aube, z nombre d'aubes, e épaisseur de l'aube

▪ Protection des pompes

▪ Réduction du bruit et des vibrations: il est possible de réduire ces effets en agissant sur:

le dimensionnement de l'arbre et des organes mécaniques,
choix des matériaux (épaisseur, nature),

Limitation du risque d'érosion: un choix judicieux du matériau constitutif de la roue que l'on peut prétendre réduire les risques d'érosion par cavitation. De très nombreux travaux expérimentaux ont permis d'établir un classement relatif des matériaux vis à vis de leur résistance à la cavitation, comme le montre la figure 17. Absence de discontinuité, respect des géométries de définition des aubes, rugosité, etc., est aussi à prendre en considération lorsque l'on veut se prémunir contre d'éventuels risques d'érosion.

Condition d'installation et d'utilisation des pompes: les conditions d'installation doivent être telles que le $(NPSH)_{disp}$ soit supérieur au $(NPSH)_{req}$ choisi pour assurer la fiabilité dans toute la plage d'utilisation de la pompe, il faut aussi assurer un écoulement satisfaisant à l'entrée de la pompe. Le bon écoulement est assuré au moins par une déviation de l'angle moyen de l'écoulement par rapport à la direction principale de $\pm 5^\circ$, et une fluctuation locale de la vitesse en tout point de la section débitante $< \pm 10^\circ$, par rapport à la vitesse moyenne. Enfin durant l'exploitation doit toujours opérer dans la plage de débit fixée par le constructeur.

CONCLUSION

Ce travail a été entrepris dans le but de mettre la lumière sur la problématique des écoulements cavitants et les composants hydrauliques qui sont sujettes aux risques de cavitation.

Le modèle théorique décrivant la formation et l'implosion des bulles de cavitation reste encore basée sur l'équation de Rayleigh, déduite à partir de l'utilisation du principe de conservation d'énergie. Cette équation a été modifiée par d'autres auteurs qui ont fait intervenir des effets physiques tel que

- La tension superficielle,
- La viscosité,
- La compressibilité du fluide
- L'effet thermique.

Pour une meilleure évaluation du phénomène de cavitation, on fait appel à la théorie de similitude, connue sous le nom 'effet échelle'. Il a été constaté que nombreux facteurs tels que la vitesse, le nombre de Reynolds, qualité du fluide, etc., influent d'une façon considérable sur le nombre de cavitation σ , et plus exactement sur l'apparition des premières bulles. Dans cette étude il a été montré aussi que la transposabilité des résultats du prototype au modèle reste encore difficile à réaliser. Bien que l'évolution de la simulation de ces écoulements cavitants, dont les aspects de modélisation sont différents, les méthodes de prévision des conséquences de cavitation, chutes de performances, bruits et érosion, reste encore pour l'essentiel expérimental.

Pour les conduites soumises aux fluctuations de pression suite à une manœuvre brutale de l'organe de régulation, et ce dans le cas d'une adduction gravitaire, il a été constaté une chute brusque de la hauteur de pression à l'amont de l'organe et ce pour une ouverture lente. Tandis que l'ouverture brusque cause un choc de Joukowski négatif. Pour des vitesses d'ouverture supérieure au temps principale, il y aura naissance d'une allure de la pression de choc, qui est similaire à celle produite lors de la fermeture, et qui peut être calculée théoriquement par la procédure de Allievi.

La protection d'une conduite où l'écoulement se fait par gravité est obtenue généralement d'une manière satisfaisante, du moment que la manœuvre de fermeture ou ouverture de la vanne de sectionnement est effectuée avec une lenteur suffisante, afin que les surpressions éventuelles engendrées soient limitées à des valeurs raisonnables. Quoique des mesures soient prises, une étude doit être faite préalablement. Pour ce fait un programme MATLAB a été élaboré afin de prédire dans la mesure du possible ces fluctuations. Cette même étude est utilisée aussi dans le cas des conduites de refoulement,

La méthode développée dans le cas de la cavitation dans les vannes, où ces dernières ont été assimilées à des orifices, cette simplification est valide dans le cas des vannes pour lesquelles le jet est quasi parabolique à l'axe de la conduite. Une corrélation des paramètres définissant la cavitation pour différentes ouvertures a été représentée, où il a été constaté que la valeur de σ dépend très fortement de cette ouverture.

Dans le cas du blocage défini par $\sigma_1 = 0$, les résultats trouvés sont plus proches de ceux obtenus expérimentalement. L'écart constaté entre ces valeurs, est due aux effets de la maintenance en germes, du nombre de Reynolds, et du type de tunnel de cavitation utilisé dans l'essai.

Il a été considéré que seulement deux paramètres critiques de cavitation qui peuvent être mesurés avec une exactitude, le début et le blocage.

L'étude qui a été réservée au traitement de la cavitation dans les pompes nous a permis de constater que le paramètre qui traduit mieux la possibilité de fonctionnement d'une pompe, au point de vue aspiration, est la vitesse spécifique conjointement avec la charge nette absolue à l'aspiration.

Les risques de cavitation sont d'autant plus grande que la vitesse spécifique est élevée, que la hauteur d'aspiration, le débit, la température de l'eau (ou du liquide) et la vitesse de rotation sont importants.

Pour éviter la cavitation une condition s'avère importante et doit être respectée et c'est que le $NPSH_{disp}$ soit supérieur au $NPSH_{req}$.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] ARNDT R.E., KELLER A.P. (ARKE 92), *Water quality effects on cavitation in a cavitating vortex*. ASME cavitation 1991 FED, Vol. 116, J. Fluids Eng. Vol. 114.
- [2] ARNDT R.E., *Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures*. Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 273-328 (1981).
- [3] AVVA R.K., SINGHAL A-K, *An enthalpy based model of cavitation*. ASME FED Vol. 6, Cavitation and Gas-Liquid Flow in Fluid Machinery Devices, ASME (1995).
- [4] BESANT W. H., *Hydrostatics and Hydrodynamics*, art.158, Cambridge University Press, London (1856).
- [5] BRIGGS H. B., JOHNSON J. B. et MASON W.P. (BJM 47) 1947, J. Acoust. Soc. America. 19,664.
- [6] BRIGGS L. G., *limiting negative pressure of water*. J. of Appl. Physics, Vol. 21, pp. 721-722 (1950).
- [7] BRIGGS L.G, *The collapse or growth of a spherical bubble in a viscous fluid*. Proc. Of 1st US congress in Applied Mathematics. ASME, pp. 813- 821 (1952).
- [8] BRIANÇON MAJOLLET. L. (BRI 87), *couches limites, Germes et Cavités en interaction: Etude physique*. Thèse Grenoble 1987.
- [9] BREWER W.H., KINAS S.A., *Experiment and viscous flow analysis on a partially cavitating hydrofoil*. J of ship Research, Vol. 41, N°3, pp. 161- 171 (1997).
- [10] CHEN Y., HEISTER D., *A numerical treatment for attached cavitation*. J . of fluids engineering, Vol 116, pp. 613 –618 (1994).
- [11] CHEN Y., HEISTER S. D., *Modelling cavitating flows in diesel injections Atomization and Sprays*. Vol 6, pp 709 – 726 (1996).
- [12] CHEN Y., HEISTER S.D., *Two-phase modelling of cavitated flows*. Computers & Fluids, Vol. 24, N° 7, pp.799-809 (1995).
- [13] CHEN Y., HEISTER S.D, *Modelling Hydrodynamic non equilibrium in cavitating flows*. J. of fluids Engineering, Vol 118, pp 172- 178 (1996).
- [14] COKLJAT D., IVANOV V. A., VASQUEZ S.A., *Two phase model for cavitating flows*. Proc. of 3rd Int .conf. on multiphase flow, ICMF' 98, June 8-12 Lyon, France (1998).
- [15] DELLANNOY Y., KUENY J. L., *Two- phase flow approach in unsteady cavitation modelling*. ASME FED.Vol. 98, Cavitation and Multiphase Flow Forum, ASME (1995).

- [6] DERGARABEDIAN P., *The rate of growth of vapour bubbles in superheated water*. J. of Applied Mechanics, Vol. 20, pp.537-545 (1953).
- [7] DIEVAL L., ARNAUD M., *Improvement of VOF method for multiphase flows*. Proc of 2nd Int. Conf. on Multiphase Flow, ICMF'98, June 8-12, Lyon, France (1998).
- [8] DÖLING W., *Die Überhitzungsgrenze und Zerreifestigkeit von Flssigkeiten*. Z. Phys. Chem., Vol. B36, pp. 271 (1937).
- [9] EISENBERG P., *Film notes for cavitation*. Education Development center (1969).
- [10] EL-GHALIA FILALI, *Calcul Analytique de l'Implosion d'une Bulle de Cavitation*. 1^{er} congrs International de Mcanique Constantine, Algrie, 14-15 &16 Dcembre 2002.
- [11] FALLSTRM P.G., *Personal communication to F.G. Hammit*. Swedish State Power Admin. (1969).
- [12] FRENKEL J., *Kinetic theory of liquids*. Dover (1995).
- [13] FORTH R., *On the theory of the liquid state*. Proc. Of the cambridge philosophical society, Vol 37, Part (I) PP 253, Part (II) pp276, Part (III) pp 281 (1941).
- [14] GINDROZ B., *Cavitation nuclei and cavitation inception of marine propellers, state of the art at the down of the 21st century*. JSME series B, Vol. 41, N2, pp. 464 – 471 (1998).
- [15] GARCIA R., *Comprehensive cavitation damage data for water and various liquid metals including correlations with materials and fluid properties*. Ph. D. thesis, University of Michigan (1966).
- [16] GARCIA R., HAMMIT F.G., *Cavitation damage and correlations with materials and fluid properties*. J. of Basic Engineering, vol. 89, pp. 758-763 (1967).
- [17] HAMMIT F.G., *Cavitation and multiphase flow phenomena*. Mc Graw-Hill Verlag, New York (1980).
- [18] HICKLING R., *Effects of thermal condition in sonoluminescence.*, J. of Aconstic Soc. of America, Vol. 35, pp. 967-974 (1963).
- [19] HOLL L.J., *Nuclei and cavitation*, J . of Basic Engineering, Vol. 93, pp. 681 – 688 (1970).
- [20] HOLL L.J.W, ARNDT R.E.A, BILLET M.L. (AAAB 72), *Limited cavitation and the related scale effects problem*. Proc. Second Int. J.S.M.E. Symposium on fluid Mech. and fluids, Tokyo, september 1972, pp 303 –394.
- [21] HIRT C.W. (TONY), *Computational modelling of cavitation*. Proc. of 2nd. Int. Symp. on Performance Enhancement for Marine Propellers, Oct. 14 – 16, New port, Maryland (1990).
- [22] ISAY W.H . *Kavitation*. Schiffahrts- Verlag "Hansa" C. Schroedter , Gmbh & Co. KG, Hamburg (1984).

- 33] IVANY R.D. 1965, HAMMIT F.G, *Cavitation bubble collapse in viscous, compressible liquids- Numerical analysis*, J. of Basic Engineering, Vol. 87, pp. 977 – 985 (1965).
- 34] IVANY R. D. 1965, HAMMIT F.G. et MITCHELL T.M., *Cavitation bubble collapse observation in a venturi*. J. of Basic Engineering, Vol. 88, pp. 649 – 657 (1966).
- 35] JEAN-FRANÇOIS L., *Pompes centrifuges, hélico-centrifuges et axiales: cavitation*. technique de l'ingénieur, traité Mécanique et Chaleur Vol. B4, fascicule B 4313, pp.1-16.
- 36] KELKER.A, *Cavitation scale effects-a presentation of its visual appearance and empirically found relations*. Proc. Of NCT C50 International conference on Propeller cavitation, April/2000, New castle upon Tyne (2000).
- 37] KELKER.A, *Kavitationserscheinungen und deren zuverlässige Vorhersage durch Modellversuche*. Pumpentagung Karlsruhe ,92, Sektion B4, Kavitation (1992).
- 38] KELLER.A, *Maßstabeffekte bei der Anfangskavitation unter Berücksichtigung der Spannungsfestigkeit der Flüssigkeit*. Pumpentagung Karlsruhe' 84, Sektion B6, Kavitation I (1984)
- 39] KELLER.A, WEITENDORF E.A., *Influence of indissolved air content on cavitation phenomena at the propeller blades and induced hull pressure amplitudes*. Proc. of IAHR symposium on two phase flow and cavitation, Grenoble, France (1976).
- 40] KITTNER, STARKE, WISSEL, *Wasser Versorgung*. Veb verlag für Bauwesen, Berlin 1988.
- 41] KNAPP R.T. 1958, *Cavitation and nuclei*. Trans-ASME, Vol. 80, pp. 1315 –1324 (1958).
- 42] KUBOTA A., KATO H., YAMAGUCHI Y., *A new modelling of cavitating flow: a numerical study of unsteady cavitation a hydrofoil section*. J. of Fluids Mechanics, Vol 240, pp. 859 – 96. (1992).
- 43] LANZENBERGER K., *Numerische und analytische, Ansätze zur Simulation kavitierender strömungen*, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH) (1995).
- 44] LEE H.S., MERTE H., *Spherical Vapour Bubble Growth in uniformly superheated liquids*. Int J. Of Heat Mass Transfer, Vol 39 N° 12, pp 2427-2447 (1996).
- 45] LEE H.S., *Vapour Bubble Dynamics in Microgravity*. Ph D Thesis , University of Michigan
- 46] LEMONNIER H., ROWE A., *Another approach in modelling cavitating flows*. J. of Fluid Mech., Vol. 195, PP 557 – 580 (1988).
- 47] LIU Z., BRENNEN C.E, *Cavitation nuclei population and event rates*. J. of Fluids Engineering, Vol 120, pp 728 – 737 (1998).

- 8] LORD RAYLEIGH, *On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity*. Philosophical Magazine, Vol. 34, N°200, pp. 94 – 98 (1917).
- 9] MICHEL J.M., FRANC J.P., BRIANÇON MARJOLLET.L (MFBM90), *Transient bubbles interacting with an attached cavity and the boundary layer* , JFM 1990 Vol 218.
- 0] MICHEL HUG., *Mécaniques des Fluides Appliqués*. Edition Eyrolles.
- 1] MIKIC B.B., ROHSENOW W.M., GRIFFITH P., *On bubble growth rates*. Int. J. of Heat Mass Transfer, Vol.12, pp. 657-666 (1970).
- 2] MOHAND MOKHTARI, ABDELHALIM MESBAH, *Apprendre et Maîtriser MATLAB*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1997.
- 3] PLESSET M.S., *The dynamics of cavitation bubbles*. J. of Applied Mechanics, Vol.16, 3,pp. 277-282 (1949).
- 4] PLESSET M.S., CHAPMAN R.B., *Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighborhood of a solid boundary*. J. of Fluid Mechanics, Vol. 47, N°2 pp. 283-290 (1961).
- 5] PLESSET M.S., ZWICK S. A., *The Growth of a vapour bubble in superheated liquids*. J. of Applied Physics, Vol.25, pp. 493-498 (1954).
- 6] PREIBLER GÜNTER, BOLLRICH GERHARD, *Technische Hydro-mechanik/1*, VEB Verlag für Bauwesen, Berlin.
- 7] PYUN J. J., HAMMIT F.G., KELLER A., *Microbubble spectra and superheat in water with sodium, including effect of fast neutron irradiation*. J of Fluids Engineering, Vol.120, pp. 728 – 737 (1998).
- 8] ROGER E. A. ARNDT, *Introduction to cavitation*. Article internet.
- 9] SCHNERR G.H., DELALE C.F., SAUER.J., *Quasi-one-dimensional cavitating nozzle flows*. submitted to J. Fluid Mechanics (1998).
- 0] SCHNERR G.H., VORTMANN C., SAUER J., *Numerical studies of flow in fuel injector nozzles- interaction of saturation and cavitation*. Buchbeitrag Zum. DFG-Venpunkt programm ‘‘ Transiente Vorgänge in mehrphasigen systemen mit einer ordereren Komponenten’’, Wiley – Vch Weinheim (1999).
- 1] SCHULZ R., *Entwicklung eines Numerischen Verfahrens zur Simulation von Strömungskavitation* . Dissertation, Universität Karlsruhe (TH) (1995).
- 2] STRASBERG M., *The influence of air filled nuclei on cavitation inception*. Naval Ship Research and Development Center, Report 1078 (1956).
- 3] SZYMCZAK W.G., SOLOMON J.M., BERGER A.E., ROGERS J.C.W., *Numerical Simulation of Cavitation Inception*.Proc. of cavitation Cav'95, May 2-5, Deauville, France, pp.399-406.

- 4] TULLIS J.P., *Cavitation scale effects for valves*. Proc ASCE, J. Hydraul. Div 99 (HY7) 09-1128 Jul 1973.
- 5] TANAKA I., MIYAKE O., *A simple universal equation for bubble growth in pure fluids and binary solutions with a non-volatile solute*. Int. J. of Heat Mass Transfer, Vol. 40, 7, pp. 1577-1584 (1997).
- 6] VENTICOS Y., TZABIRAS G., *A numerical study of steady and unsteady cavitation phenomena on round hydrofoils*. Proc. of Int. Symp. On cavitation CAV '95, May 2-5, Dauville, France, pp. 441 – 449 (1995).
- 7] VOGEL A., LAUTERBORN W., TIMM R. (VLT 89), *Optical and acoustic investigations of dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary*. J. of Fluid Mech. 1989, Vol 206, pp 299 – 338.
- 8] VORTMANN C., SCHNERR G.H., *A new law of state model for cavitation at equilibrium*, to appear in: ZAMM 81 (2000).
- 9] YVES LECOFFRE, *La cavitation traqueurs de bulles*, Hermès, Paris, 1994.
- 10] YVES LECOFFRE, YLEC CONSULTANTS, *Cavitation Erosion, Hydrodynamic Scaling Laws, Practical Method of Long Term damage Prediction*. To be presented at CAV'95, Dauville, FRANCE.
- 11] YVES LECOFFRE, ANTOINE ARCHER, *A Method to Evaluate Cavitation Erosion in Pipes*. 3rd Int. Symposium on Cavitation, April 1998, Grenoble, France.
- 12] WANG Y.C., BRENNEN C.E., *One-dimensional bubbly cavitating flows through a converging-diverging nozzle*. J. of Fluids Engineering, Vol. 120, pp. 166 – 170 (1998).
- 13] WEI SHYY et INANE SENOCAL, *Numerical Simulation of Turbulent Flows with Jet Cavitation*. Department of Aerospace Engineering, Mechanics and Engineering Science, University of Florida, CAV 2001.

Résumé

Cette étude permet de donner une vision plus ou moins détaillées sur le phénomène de cavitation. Cela a été basé sur une recherche bibliographique considérable décrivant les principaux paramètres influençant le phénomène. Qui a permis en outre les principaux paramètres influençant les phénomènes, et par voie de conséquence de fixer trois axes de travail à savoir:

Les fluctuations de pression dans les conduites, donc l'étude du régime transitoire caractérisé par une ouverture (fermeture) d'une vanne ou un arrêt inopiné du groupe électropompe. Un programme a été élaboré afin de prédire dans la mesure du possible la cavitation.

L'étude de la cavitation dans les vannes a pris une part considérable vu l'importance majeure de leur utilisation dans l'industrie. Dans cette analyse les vannes sont assimilées à des orifices, cette simplification est valide dans le cas des vannes pour lesquelles le jet est quasi parabolique à l'axe de la conduite. Une corrélation des paramètres définissant la cavitation a été représentée puis comparée aux résultats expérimentaux sur des orifices.

Les pompes ne sont exemptes de la cavitation. Dans ce contexte on a essayé de définir les divers aspects du phénomène et d'en donner des indications pour le calcul du NPSH_{disp} lié aux installations. Ces définitions permettent de faire les choix techniques les plus judicieux.