

ETUDE DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE DES TURBINES FRANCIS: CONTRÔLE ACTIF DE LEUR STABILITÉ DE FONCTIONNEMENT

THÈSE N° 2222 (2000)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

Gino BLOMMAERT

Ingénieur civil électro-mécanicien diplômé de l'Université Catholique de Louvain (K.U. Leuven), Belgique
de nationalité belge

acceptée sur proposition du jury:

Prof. F. Avellan, directeur de thèse
Prof. D. Bonvin, rapporteur
Prof. G. Caignaert, rapporteur
Dr M. Couston, rapporteur
Dr T. Jacob, rapporteur
M. J. Prénat, rapporteur

Lausanne, EPFL
2000

VLUGGER ALS DE WIND DIE VLIEGT

Vlugger als de wind die vliegt,
en de losse boomen wiegt,
gaan, mijn kind, gedachten ;
dieper als onze ooge 'n kan
peilen, in 't wijde uitgespan,
peilen, kind, gedachten ;
hooger als de sterren staan,
in de glimmende hemelbaan,
staan, mijn kind, gedachten ;
wijder als dat wijde en wak
uitgestrekte watervlak,
strekken, kind, gedachten

Guido Gezelle (1860)

voor mijn moeder, voor mijn vader

Remerciements

Arrivé au terme de ce travail, je suis heureux de pouvoir remercier toutes les personnes qui en ont permis ou facilité la réalisation par leur appui scientifique, leur collaboration, leur aide matérielle ou leur aide financière.

En premier lieu, j'ai beaucoup de gratitude à adresser à Monsieur le Professeur F. Avellan qui m'a accueilli comme assistant-doctorant au Laboratoire de Machines Hydrauliques. Que sa compétence dans la direction de cette thèse et la confiance qu'il m'a témoignée durant tout ce travail trouvent ici l'assurance de ma reconnaissance la plus sincère.

Je remercie chaleureusement Monsieur J.-E. Prénat qui a suivi toutes les étapes de cette recherche avec compétence. Nos nombreuses discussions sur les différents sujets scientifiques traités dans ce travail, ainsi que sa lecture pertinente et constructive, m'ont été fort utiles.

J'ai été également très honoré que Messieurs R. Longchamp, F. Avellan, D. Bonvin, G. Caignaert, T. Jacob, M. Couston et J.-E Prénat aient accepté de faire partie du jury de thèse.

Je tiens à remercier spécialement Monsieur T. Jacob pour son appui et son amitié. Sa thèse a constitué une base essentielle au développement de ce travail.

Je voudrais remercier tous les membres et les anciens membres du LMH pour les agréables moments passés ensemble, ainsi que pour l'esprit de camaraderie et de soutien mutuel qu'ils ont réussi à créer dans le laboratoire.

Cette recherche a pu bénéficier de l'aide financière du NEFF et d'Electricité de France à qui j'adresse, ainsi qu'aux collaborateurs concernés, ma plus vive reconnaissance.

Je tiens également à exprimer mes remerciements à mes amis pour leurs encouragements et pour leur soutien. Je suis particulièrement reconnaissant à Anne-Marie de m'avoir accompagné durant mes premières années de thèse, et je tiens également à remercier sa famille.

Une pensée spéciale va à ma famille et en particulier à ma mère qui aurait certainement voulu voir son fils plus souvent à la maison. Je regrette l'absence de mon père qui nous a quitté trop tôt et à qui je dédie cette modeste contribution à la science appliquée.

Je ne serais rien sans ma petite Mumu qui illumine mon univers. Merci pour ton soutien, ta patience, ton Amour surtout. Merci d'être là, à mes côtés. . .

Version abrégée

Le fonctionnement des turbines Francis en dehors du régime optimal induit souvent des fluctuations périodiques de la pression et du débit-volume, liées à la vorticité inévitable à la sortie de la roue. Au cas où ce phénomène se produit à une fréquence proche d'une fréquence propre de l'installation hydraulique, la réponse dynamique peut empêcher l'exploitation normale de la machine. Actuellement, des solutions *passives* sont mises en œuvre afin de réduire les fluctuations hydroacoustiques à un niveau acceptable.

Ce travail présente une approche novatrice à cette problématique basée sur le *contrôle actif*. Nous avons montr e qu'en excitant d eliber ement l'installation avec le signal inverse des excitations émises naturellement, les fluctuations hydroacoustiques peuvent être réduites de manière spectaculaire.

Si l'utilisation du contrôle actif pour améliorer la stabilité de fonctionnement d'une turbine Francis est l'application de ce travail, l'étendue est plus large. Les sujets scientifiques suivants ont été abord es :

1. Modélisation d'une installation hydroélectrique

Le comportement dynamique global d'une installation est  tudi e à l'aide d'un modèle monodimensionnel. Une compilation d'éléments de modélisation est réécrite dans un formalisme univoque et apporte les outils de base de la modélisation hydroacoustique. A partir de ces éléments, un modèle dynamique d'une installation hydraulique et d'une source d'excitation externe est pr esent e. Cela permet d'expliquer comment un système de contrôle actif bas e sur une source d'excitation greffée sur la paroi du cône du diffuseur peut réduire les fluctuations hydroacoustiques dans une installation hydroélectrique.

2. Amélioration de la stabilité de fonctionnement par contrôle actif

Les fluctuations hydrauliques associées au fonctionnement à charge partielle d'une turbine Francis sont souvent périodiques et caractérisées par la présence d'un composant spectral dominant. C'est pour cette fréquence dominante qu'on cherche à atténuer l'amplitude souvent excessive.

Un système de contrôle actif spécifique a été conçu pour une turbine Francis, comprenant un actionneur hydraulique et son régulateur. L'actionneur injecte un débit puls e à une fréquence donnée au sein du diffuseur. Il crée ainsi une contre-excitation qui est synchronisée à l'excitation naturelle de la turbine par le régulateur. Ensuite les paramètres de fonctionnement de l'actionneur sont optimis es afin de minimiser les fluctuations hydroacoustiques au sein de l'installation hydraulique.

Des essais sur un modèle réduit de turbine Francis montrent l'efficacité de cette approche. Lors des essais, les fluctuations hydroacoustiques à la fréquence dominante sont atténuées au niveau du bruit de fond.

Plusieurs configurations du système d'excitation ont été testées puis analysées sur les aspects suivants : une analyse des fluctuations de pression dans le domaine fréquentiel, une analyse énergétique et une analyse de la commande du système de

contrôle actif. Le bilan énergétique se révèle très intéressant : le système d'excitation ne nécessitait qu'environ un pourcent de la puissance de la turbine Francis.

3. Prédiction de la stabilité de fonctionnement d'une installation prototype à partir d'essais sur modèle réduit

L'essai d'une turbine sur un modèle réduit homologue à celui de la turbine prototype est une étape encore indispensable de l'élaboration d'une installation hydroélectrique. Les performances statiques peuvent être prédites de manière précise. Or, il n'en va pas de même pour la prédiction du comportement dynamique de l'installation prototype qui est encore mal maîtrisée. Une méthode originale d'identification du comportement dynamique d'une turbomachine sur modèle réduit est proposée et appliquée expérimentalement. Elle constitue également la base d'une prédiction du comportement dynamique de l'installation prototype.

Mots-clés

- CONTRÔLE ACTIF
- STABILITÉ DE FONCTIONNEMENT
- ACOUSTIQUE, HYDROACOUSTIQUE
- COMPORTEMENT DYNAMIQUE

Abstract

A common phenomenon in Francis turbines is draft tube surge. In these fixed-bladed machines, a strong runner outlet swirl can develop under off-design conditions. The action of the diffuser, and in particular the draft tube elbow, on the rotating flow field induces synchronous pressure and discharge fluctuations. These low frequency disturbances are of special interest, because they can easily propagate throughout the whole hydraulic system.

The dynamic response of the system to the natural excitations can inhibit the normal usage of the powerplant. If the natural excitation occurs at frequencies close to an eigenfrequency of the hydraulic system, an important amplification of the hydraulic fluctuations can be expected. Passive measures, such as air admission or minor design modifications, are commonly taken as a last resort to try to reduce these phenomena.

This work explores an *active control* approach to alleviate the problem. It is shown that the hydroacoustic fluctuations in a hydraulic installation can strongly be reduced by 'injecting' the inverse signal of the turbine's natural excitation.

While the main theme is the application of the active control approach to improve the operation stability of Francis turbines, the scope of this study is larger and addresses the following scientific topics :

1. Modeling of an hydroelectric installation

The dynamic behavior of an installation is studied based on an one-dimensional model. A compilation of the basic modeling tools was done. Using these tools, the dynamic model of a hydraulic installation and an external hydroacoustical source is presented. It is used to explain how the overall hydroacoustic fluctuations can be reduced using a hydraulic exciter mounted in the wall of a draft tube's cone.

2. Improving the operation stability by active control

The hydraulic fluctuations associated with off-design operating conditions of Francis turbines are often very periodic and characterized by the presence of a dominant frequency component. The aim is to cancel out this component for which the amplitudes are often excessive.

An active control system, composed of a hydraulic exciter and its controller, has been developed for a Francis turbine.

The exciter employs a pulsed flow injection in the draft tube to generate an anti-excitation at a given frequency, which is then synchronized with the turbine's natural excitation. A self-tuning extremum control algorithm optimizes the operating parameters of the exciter to minimize the overall fluctuations in the hydraulic installation.

Laboratory tests show the efficiency of the active control system. The amplitude of the pressure and discharge fluctuations at the dominant frequency component are reduced to background noise levels.

Multiple configurations of the exciter have been tested. A spectral analysis of the

pressure fluctuations is presented, the system's energy balance has been performed and the control algorithm of the system is analysed. The energy balance is very encouraging : the exciter system needed only about 1 percent of the hydraulic power of the Francis turbine.

3. Prediction of the operation stability of turbines based on model tests

Laboratory tests on a scale model, homologous to the turbine, are an indispensable step in the development of a hydroelectric powerplant. Unlike the static characteristics, the dynamic behavior of a turbine installation is difficult to predict.

An original identification method of the dynamic characteristics of a model turbine is proposed. The method is verified on a theoretical case study and experimentally tested. It constitutes the basis of the prediction of the operation stability of the powerplant based on model tests.

Keywords

- ACTIVE CONTROL
- OPERATION STABILITY
- ACOUSTIC POWER
- DYNAMIC BEHAVIOR

*“Savoir que l'on sait
ce que l'on sait
et savoir que l'on ne sait pas
ce que l'on ne soit pas :
voilà la véritable science.”*

Confucius (551-479 av. J.-C.)

*“Je ne connais pas de livre achevé,
je ne connais que des livres interrompus.”*

Paul-Ambroise Valéry (1871-1945)

Table des matières

Notations	xi
Introduction	3
1 L'énergie hydraulique	3
1.1 Le contexte de la production hydroélectrique	3
1.2 Les atouts de la production hydroélectrique	4
1.3 La réhabilitation	5
1.4 Axes de développement	5
2 Description du travail	7
2.1 La problématique	7
2.2 Motivation de l'étude	8
2.2.1 Généralités	8
2.2.2 Postulat	8
2.2.3 Démarche	8
2.3 Plan de rédaction	9
I Cadre du travail	13
3 La turbine Francis	15
3.1 Importance technique de la turbine Francis	15
3.2 Eléments de construction	16
3.3 Paramètres de fonctionnement	17
3.3.1 Paramètres dimensionnels	17
3.3.2 Coefficients adimensionnels	17
3.4 Ecoulement dans une turbine Francis	19
4 Stabilité de fonctionnement	21
4.1 Introduction	21
4.2 Stabilité	21
4.3 Mécanismes d'excitation	23

4.3.1	Ecoulement en rotation dans le diffuseur	23
4.3.2	Interaction avec le diffuseur	25
4.3.3	Conséquences	25
5	Mesures correctives	27
5.1	Généralités	27
5.2	Mesures statiques	27
5.2.1	Admission d'air	27
5.2.2	Structures à l'intérieur du diffuseur	27
5.2.3	Autres méthodes	29
5.3	Contrôle de la stabilité	30
5.3.1	Contrôle de la stabilité au moyen d'éléments passifs	30
5.3.2	Contrôle de la stabilité au moyen d'éléments actifs	33
II	Modélisation du comportement dynamique des systèmes hydrauliques	35
	Introduction	37
6	Modélisation de systèmes dynamiques : définitions	39
6.1	Processus, systèmes et modèles	39
6.2	Typologie des modèles	40
6.3	Conventions d'écriture	40
7	Equations fondamentales	43
7.1	Introduction	43
7.2	Développement des équations fondamentales	43
7.2.1	Généralités	43
7.2.2	L'équation de la quantité de mouvement	44
7.2.3	L'équation de continuité	45
7.3	Célérité d'onde	47
7.4	Méthodes d'analyse	49
8	Régimes d'oscillations établis : systèmes continus	51
8.1	Mise en équation	51
8.1.1	Terminologie	51
8.1.2	Dérivation des équations fondamentales simplifiées	51
8.1.3	Linéarisation du terme de pertes par frottement	52
8.1.4	Equation de propagation d'ondes longitudinales dans un milieu dissipatif	53
8.1.5	Equation de propagation d'ondes longitudinales dans un milieu non dissipatif	53
8.2	Résolution de l'équation de propagation d'ondes longitudinales	54

8.2.1	Résolution de l'équation dans un milieu dissipatif	54
8.2.2	Résolution de l'équation dans un milieu non dissipatif	55
8.2.3	Interprétation physique	55
8.3	Réflexion et transmission des ondes	56
8.3.1	Impédance hydroacoustique caractéristique	56
8.3.2	Impédances	56
8.3.3	Coefficients de réflexion et de transmission	58
8.3.4	Rapport d'onde stationnaire	58
9	Régimes d'oscillations établis : systèmes discrets	61
9.1	Composants discrets	61
9.1.1	Introduction	61
9.1.2	Masse acoustique	61
9.1.3	Jonction	64
9.1.4	Compliance acoustique	64
9.1.5	Résistance acoustique	66
9.2	Représentation des systèmes par des schémas	67
9.2.1	Introduction	67
9.2.2	Réseaux équivalents	67
9.2.3	Intérêt de l'analogie directe pour les systèmes acoustiques	67
9.3	Théorie des réseaux linéaires	68
9.3.1	Théorème de Thévenin	68
9.3.2	Théorème de Norton	68
9.3.3	Intérêt	69
9.4	Méthodes d'analyse des régimes d'oscillations établis	69
9.4.1	Méthode des impédances	69
9.4.2	Méthode des matrices de transfert	70
10	Modélisation d'une installation hydraulique	71
10.1	Introduction	71
10.2	Détermination des composants	71
10.3	La conduite forcée et le canal d'évacuation	73
10.4	Diffuseur	73
10.4.1	Système à paramètres répartis	73
10.4.2	Système à paramètres localisés	74
10.5	Excitation naturelle de la turbine	75
10.5.1	Modélisation d'une source acoustique	75
10.5.2	Excitation naturelle	76
10.6	La roue et la bache spirale de la turbine	77
10.6.1	Introduction	77
10.6.2	Système à paramètres localisés	77
10.6.3	Système à paramètres répartis	77
10.6.4	Matrice de transfert basée sur des caractéristiques statiques	78

10.6.5 La turbine comme composant actif	78
10.7 Installation hydroélectrique	79
10.7.1 Modélisation	79
10.7.2 Exemple de calcul	80
10.7.3 Installation équipée d'un système d'admission d'air	82
10.8 Conclusion	82
11 Contrôle de la stabilité de fonctionnement	85
11.1 Introduction	85
11.2 Principe du contrôle actif	85
11.3 Interprétation physique	88
11.4 Conclusion	89
III Contrôle actif de la stabilité de fonctionnement	91
Introduction	93
12 Choix de l'actionneur hydraulique	95
12.1 Introduction	95
12.2 Critères de choix	95
12.3 Actionneurs hydrauliques	96
12.3.1 Système à piston	96
12.3.2 Injection d'un débit d'eau modulé	96
12.3.3 Injection d'un débit d'air modulé	98
12.4 Choix de l'actionneur	99
12.5 Description de l'actionneur	100
12.6 Conclusion	101
13 Développement d'un régulateur	103
13.1 Introduction	103
13.2 Constitution générale du régulateur	103
13.2.1 Particularité d'un actionneur rotatif	103
13.2.2 Constitution générale	104
13.2.3 Synchronisation	105
13.2.4 Minimisation des fluctuations hydrauliques	106
13.2.5 Implantation	106
13.3 Aspect matériel et logiciel du régulateur	107
13.4 Essais de développement du régulateur	107
13.4.1 Objectifs	107
13.4.2 Dispositif expérimental	107

14 Implantation du régulateur : synchronisation	111
14.1 Introduction	111
14.2 Synchronisation en fréquence	111
14.2.1 Constitution générale	111
14.2.2 Acquisition des données	112
14.2.3 Filtrage	113
14.2.4 Détecteur de zéros	114
14.2.5 Estimateur de fréquence	116
14.3 Synchronisation en phase	116
14.3.1 Constitution générale	116
14.3.2 Implantation	118
14.4 Résultats expérimentaux	119
14.4.1 Evolution de la pression acoustique en fonction de la phase relative	119
14.4.2 Spectres d'amplitude pour un fonctionnement optimal	122
14.5 Conclusion	124
15 Implantation du régulateur : optimisation	125
15.1 Introduction	125
15.2 Généralités	125
15.3 Algorithmes de recherche d'un extremum	126
15.3.1 Introduction	126
15.3.2 Algorithme à pas fixe	126
15.3.3 Algorithme à pas variable	127
15.3.4 Algorithme à pas variable : Gauss-Newton	127
15.4 Recherche d'un extremum avec estimation récurrente du pas	128
15.4.1 Constitution générale	128
15.4.2 Fonction de performance	128
15.4.3 Algorithme	129
15.4.4 Implantation	130
15.5 Application à la minimisation des fluctuations hydroacoustiques	131
15.5.1 Optimisation	131
15.5.2 Estimation de l'amplitude des fluctuations de pression	131
15.5.3 Discussion	131
15.5.4 Schéma fonctionnel du régulateur	132
15.6 Optimisation de la phase pour un débit d'excitation optimal	132
15.6.1 Résultats expérimentaux : algorithme à pas fixe	132
15.6.2 Résultats expérimentaux : algorithme à pas variable	134
15.7 Optimisation du débit d'excitation	136
15.7.1 Introduction	136
15.7.2 Intégration de l'optimisation du débit d'excitation	138
15.7.3 Résultats expérimentaux	138
15.8 Conclusion	140

16 Application à un modèle de turbine Francis	143
16.1 Introduction	143
16.2 Objectifs	143
16.3 Dispositifs expérimentaux	144
16.3.1 Plate-forme d'essais n°3	144
16.3.2 Montage d'essai sur la plate-forme 3	145
16.3.3 Système d'excitation	146
16.3.4 Configurations d'essai et conditions de fonctionnement	146
16.3.5 Instrumentation de mesure	148
16.4 Analyse de la pression acoustique dans le domaine fréquentiel	148
16.4.1 Spectres d'amplitude pour un fonctionnement optimal	148
16.4.2 Spectres d'amplitude à une excitation forcée	153
16.5 Analyse énergétique	157
16.5.1 Bilan énergétique	157
16.5.2 Analyse des différentes configurations	157
16.5.3 Influence de l'excitation externe sur le rendement de la turbine	160
16.5.4 Perte de charge moyenne de la vanne rotative	163
16.6 Analyse de la pression acoustique à la fréquence fondamentale	164
16.6.1 Evolution en fonction de la phase relative	164
16.6.2 Evolution en fonction de l'angle d'ouverture de la vanne de réglage	164
16.6.3 Evolution en fonction du débit d'excitation	166
16.6.4 Evolution en fonction de la phase relative et du débit d'excitation	168
16.7 Optimisation du déphasage relatif et du débit injecté	170
16.8 Conclusion	171
17 Propositions en vue de l'amélioration du système	173
17.1 Introduction	173
17.2 Réduction des harmoniques supérieurs	173
17.2.1 Généralités	173
17.2.2 Dimensionnement de l'excitatrice hydraulique	174
17.2.3 Géométrie de l'obturateur de la vanne	174
17.3 Adaptation de la stratégie de contrôle	174
17.3.1 Généralités	174
17.3.2 Optimisation des paramètres	174
17.4 Conclusion	175
IV Transposition et application à l'échelle d'une turbine prototype	177
Introduction	179

18 Intensimétrie hydroacoustique	181
18.1 Introduction	181
18.2 Intensimétrie hydroacoustique	181
18.2.1 Généralités	181
18.2.2 Intérêt d'un traitement intensimétrique	182
18.2.3 Puissance acoustique à travers une surface	183
18.2.4 Mesure de la puissance acoustique	183
18.3 Application à un cas académique	184
18.3.1 Introduction	184
18.3.2 Condition aux limites réfléchissante	184
18.3.3 Condition aux limites absorbante	186
18.3.4 Condition aux limites mixte	186
18.3.5 Caractérisation de la source d'excitation	188
18.4 Décomposition d'un champ en ondes progressives et stationnaires	188
18.5 Application pratique de l'intensimétrie hydroacoustique	190
18.6 Conclusion	190
19 Identification d'un modèle équivalent d'une turbine	193
19.1 Introduction	193
19.2 Principe	193
19.2.1 Démarche	193
19.2.2 Identification d'un modèle équivalent	194
19.3 Application à un cas académique	195
19.3.1 Présentation du système	195
19.3.2 Impédance de charge	195
19.3.3 Impédance équivalente	196
19.3.4 Source de pression équivalente	196
19.3.5 Source de pression	196
19.4 Transposition sur une installation prototype	199
19.4.1 Introduction	199
19.4.2 Similitude des essais de turbomachines hydrauliques	199
19.4.3 Transposition des observations	201
19.5 Essais sur une installation hydraulique	201
19.5.1 Objectifs	201
19.5.2 Description de la plate-forme 4	202
19.5.3 Dispositif expérimental	203
19.5.4 Description de l'essai	204
19.5.5 Identification du système équivalent	205
19.5.6 Impédance de charge	205
19.5.7 Prédiction du comportement dynamique	208
19.5.8 Comparaison avec la méthode basée sur l'intensimétrie	208
19.6 Conclusion	208

20 Dimensionnement du système de contrôle actif	217
20.1 Introduction	217
20.2 Configuration du système d'excitation	217
20.3 Paramètres du dimensionnement	219
20.4 Démarche du dimensionnement	219
20.4.1 Débit moyen d'excitation	219
20.4.2 Détermination du débit-volume d'excitation acoustique	220
20.4.3 Diamètre de passage	220
20.4.4 Pression moyenne dans l'accumulateur	221
20.4.5 Volume de gaz dans l'accumulateur	222
20.4.6 Pompe de circulation	222
20.5 Conclusion	223
Synthèse et conclusion	227
21 Synthèse et conclusion	227
21.1 Synthèse	227
21.2 Conclusion générale	228
21.3 Perspectives	229
21.3.1 Perspectives sur le plan scientifique	229
21.3.2 Perspectives sur le plan technique	230
Annexes	233
A Applications du contrôle actif à la réduction des bruits	233
A.1 Généralités sur le contrôle actif	233
A.1.1 Principe	233
A.1.2 Algorithmes	233
A.2 Domaines d'application	236
A.3 Aspects théoriques du contrôle actif dans des conduits	236
A.3.1 Introduction	236
A.3.2 Source monopôle dans un conduit de longueur infinie	236
A.3.3 Annulation d'ondes progressives par une source monopôle	238
A.3.4 Influence de réflexions de la source primaire	240
A.3.5 Annulation du bruit dans un espace fermé monodimensionnel	241
A.4 Application du contrôle acoustique actif dans des conduits	243
A.4.1 Gaines de ventilation	243
A.4.2 Le contrôle actif en écoulement non stationnaire	244

B Notions d'identification	247
B.1 Introduction	247
B.2 Régression linéaire	247
B.3 Méthode des moindres carrés	247
B.4 Méthode des moindres carrés pondérés	248
B.5 Méthode des moindres carrés récurrents	249
B.6 Méthode des moindres carrés pondérés récurrents	251
Table des figures	267
Liste des tableaux	269
Curriculum vitæ	271

Notations

Nomenclature

Caractères arabes

a	Vitesse de propagation des ondes		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
A	Aire d'une section droite de conduite		m^2
C	Vitesse moyenne d'écoulement		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
C_a	Compliance acoustique		$\text{m}^3 \cdot \text{Pa}^{-1}$
C_a	Composante axiale de la vitesse d'écoulement		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
C_m	Composante méridienne de la vitesse d'écoulement		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
C_r	Composante radiale de la vitesse d'écoulement		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
C_u	Composante périphérique de la vitesse d'écoulement		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
D	Diamètre		m
e	Épaisseur de conduite		m
E	Énergie massique transformée dans la roue		$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
E	Module d'élasticité		Pa
F	Force		N
f	Fréquence	$f = 1/T$	Hz
g	Accélération de la pesanteur		$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
k	Nombre d'onde	$k = 2\pi/\lambda = \omega/a$	$\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$
\underline{k}	Nombre d'onde complexe		m^{-1}
K	Coefficient de perte de charge	$K = \lambda\ell/D$	1
ℓ	Longueur		m
m	Masse		kg
m_a	Masse acoustique		$\text{kg} \cdot \text{m}^{-4}$
n	Vitesse de rotation		$\text{tr} \cdot \text{s}^{-1}$
N	Vitesse de rotation		$\text{tr} \cdot \text{min}^{-1}$
N	Nombre		1
$NPSE$	Énergie hydraulique massique nette positive d'aspiration		$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
p	Pression	$p = p(t)$	Pa
\tilde{p}	Pression acoustique		Pa
\underline{p}	Pression acoustique complexe		Pa
p_v	Pression de vapeur saturante		Pa
P_a	Puissance acoustique		W

P_{a+}	Puissance acoustique progressive		W
P_{a-}	Puissance acoustique rétrograde		W
P	Puissance mécanique		W
P	Périmètre mouillé		m
\tilde{q}	Débit-volume acoustique		$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
q	Débit-volume acoustique complexe		$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
Q	Débit-volume		$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
r	Coefficient de réflexion		1
R	Rayon		m
R_a	Résistance acoustique		Ω_a
s	Rapport d'onde stationnaire		1
\tilde{t}	Coefficient de transmission		1
T	Couple		N · m
T	Période	$T = 1/f$	s
u	Vitesse acoustique dans une section de conduite		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
U	Vitesse périphérique		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
V	Volume		m^3
W	Vitesse relative		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
Z	Cote		m
Z_a	Impédance acoustique spécifique	$Z_a = p/q$	Ω_a
Z_{ac}	Impédance acoustique caractéristique d'un milieu	$Z_{ac} = Z_c/A$	Ω_a
Z'_a	Impédance acoustique linéique		$\Omega_a \cdot \text{m}^{-1}$
Z_m	Impédance mécanique	$Z_m = F/\dot{X}$	Ω_m

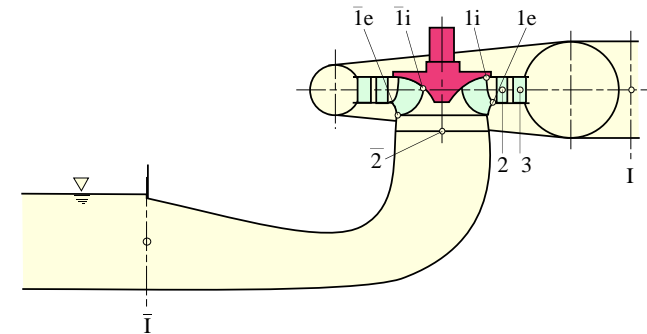
Caractères grecs

α	Angle d'écoulement		rad
α	Angle d'inclinaison		rad
β	Angle d'aubage		rad
γ	Angle d'ouverture du distributeur		deg
γ	Coefficient polytropique		1
λ	Longueur d'onde	$\lambda = aT = a/f$	m
λ	Coefficient de perte de charge		1
λ	facteur d'oubli		1
ϕ	Phase		rad
η	Rendement		1
ρ	Masse volumique		$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
σ	Nombre de Thoma	$\sigma = \text{NPSE}/E$	1
σ	Contrainte latérale		Pa
φ	Coefficient de débit	$\varphi = Q/(2\pi^2 R^3 n)$	1
ψ	Coefficient d'énergie	$\psi = E/(2\pi^2 R^2 n^2)$	1
τ_0	Contrainte visqueuse		Pa

ω	Vitesse angulaire	$\omega = 2\pi n = \pi N/30$	rad · s ⁻¹
ω	Pulsation	$\omega = 2\pi f$	rad · s ⁻¹
ν	Vitesse spécifique	$\nu = \varphi^{\frac{1}{2}} \psi^{-\frac{3}{4}}$	1
Ω_a	Ohm acoustique		N · s · m ⁻⁵
Ω_m	Ohm mécanique		N · s · m ⁻¹

Indices indiquant la position dans la machine

I	Section de référence, du côté haute pression (entrée de la bache)
3	Aubes avant-directrices
2	Aubes directrices
1	Arête de l'aubage de roue, du côté haute pression
i	Filet intérieur de l'aubage de roue (moyen)
e	Filet extérieur de l'aubage de roue (ceinture)
$\bar{1}$	Arête de l'aubage de roue, du côté basse pression
$\bar{2}$	Entrée diffuseur
\bar{I}	Section de référence, du côté basse pression (sortie du diffuseur)
bp	Basse pression
hp	Haute pression
e	Entrée
s	Sortie



Indices

<i>a</i>	Atmosphérique
<i>eq</i>	Equivalent
<i>est</i>	Estimé
<i>exc</i>	Excitation naturelle
<i>ff</i>	Fréquence fondamentale
\wedge, opt	Régime optimal
<i>pert</i>	Perturbation
<i>ref</i>	Référence
<i>rot</i>	Rotation
<i>src</i>	Source
<i>syn</i>	Synchrone
<i>o</i>	Valeur initiale, valeur permanent
<i>+</i>	Progressif
<i>-</i>	Rétrograde
<i>i</i>	Incident
<i>r</i>	Réfléchi
<i>t</i>	Transmis
<i>v</i>	Vapeur

Introduction

Chapitre 1

L'énergie hydraulique

1.1 Le contexte de la production hydroélectrique [64, 106]

L'utilisation de la force hydraulique dans le domaine de la production d'électricité a longtemps été majoritaire. Ce furent les avantages financiers liés au bas prix des matières fossiles, les hauts coûts d'installation des ouvrages hydroélectriques ainsi que l'avènement du nucléaire qui reléguèrent cette source de production d'énergie au second plan après la seconde guerre mondiale. La crise pétrolière de 1973 ainsi que l'hostilité croissante du public envers les centrales thermiques et nucléaires ont petit à petit influencé le contexte de la production électrique.

Compte tenu des évolutions prévisibles, la consommation mondiale d'énergie devrait tripler d'ici à la seconde moitié de ce siècle. Comment relever un tel défi ? De fait, nous disposons de trois sources pour couvrir ces besoins futurs : les combustibles fossiles, la force nucléaire et les agents renouvelables. Les parts prises par chacune d'elles dépendront de leurs réserves respectives, mais aussi de leurs coûts et des limites imposées par la protection de l'environnement.

Les réserves en combustibles fossiles sont largement suffisantes pour le siècle à venir, mais le recours massif aux énergies traditionnelles conduit à rejeter dans l'atmosphère des quantités énormes de dioxyde de carbone, pouvant entraîner des changements climatiques majeurs avec des conséquences néfastes sur l'hydrologie (et par conséquent sur l'alimentation en eau et sur l'agriculture) et sur le niveau des mers.

Quant à l'énergie nucléaire, malgré ses avantages considérables (pas de pollution atmosphérique, extraordinaire densité énergétique du combustible), elle souffre de sa mauvaise image. La voie actuelle adoptée par plusieurs pays industrialisés vise à réduire sa part dans la production d'énergie.

Qu'en est-il des sources renouvelables ? Les potentiels solaire et éolien sont considérables et beaucoup fondent leurs espoirs sur eux. Malgré un effort de développement gigantesque, leur part restera encore modeste pour les années à venir. La force hydraulique, sur le plan quantitatif, n'est guère mieux lotie. La production mondiale atteint aujourd'hui 2 500 térawattheures par an, représentant 6% de son potentiel théorique qui est de 40 000

térawattheures par an. Bien que le potentiel hydroélectrique soit très loin d'être exploité, en particulier dans les pays semi- ou non industrialisés et en voie de développement, la totalité des aménagements économiquement faisables (8900 térawattheures par an) ne représentera que 3% des besoins en énergie primaire d'ici 2050 (tableau 1.1).

	Production TWh/an	Potentiel TWh/an	Exploité %	Non exploité %
Europe	518,4	800	64,8	35,2
Amérique du Nord	667,7	1'100	60,7	39,3
Amérique du Sud	437	2'300	19	81
Afrique	68	1'000	6,8	93,2
Asie	705,6	3'600	19,6	80,4
Australie	41,6	105	39,6	60,4
Total	2'438	8'905	27,3	72,7

TAB. 1.1 – Potentiel de production d'énergie d'origine hydroélectrique (*Hydropower & Dams, World Atlas, 1997*)

De ce fait, cette énergie n'est pas réellement en concurrence avec les agents fossiles ou nucléaires. Mais son intérêt réside dans la multiplicité de ses avantages qui sont décrits dans la section §1.2, tout particulièrement en matière de protection de l'environnement.

1.2 Les atouts de la production hydroélectrique

- C'est la plus importante et la plus économique des énergies renouvelables. Elle est exploitable de façon compétitive dans une économie de marché. Elle offre une densité de puissance élevée (kilowatt par kilogramme d'installation), un très bon rendement de transformation et un excellent facteur de rendement (nombre de kilowattheures produits pendant la durée de vie en comparaison de l'énergie investie dans la construction de l'installation).
- Elle est favorable à la protection de l'environnement, car elle ne produit pas de gaz à effet de serre, susceptibles de provoquer de profonds changements climatiques.
- La technologie actuelle repose sur un siècle de développement continu. Elle peut être mise en œuvre sans problème dans l'ensemble des pays en voie de développement et d'industrialisation.
- Le coût du kilowattheure ne dépend pas, comme pour les énergies fossiles, des prix des combustibles, soumis aux fluctuations du marché mondial. L'hydroélectricité est donc un facteur d'indépendance énergétique pour le pays qui l'exploite.
- Un ouvrage hydraulique permet souvent d'exercer des fonctions multiples : production d'énergie, irrigation des cultures, réserve d'eau potable et industrielle. Il offre encore une protection contre les inondations.

Ce secteur de production ne peut donc pas être mis au second plan en matière de développement. Les recherches dans le domaine de l'optimisation des composants hydro-

électriques se multiplient autant dans le domaine expérimental ou numérique que dans la gestion des ressources ou de la régulation.

1.3 La réhabilitation

L'industrie hydroélectrique connaît un regain d'activité dû à la nécessité de doper les installations vieillissantes [61]. La réhabilitation de centrale constitue actuellement, avec la mini-hydraulique, le pôle principal de développement de nouvelles réalisations dans le domaine des turbines Francis.

La production d'énergie additionnelle résultant de l'accroissement de la puissance d'anciens ouvrages s'avère particulièrement rentable [62]. D'autant plus que les centrales et de nombreux équipements électromécaniques sont largement amortis. Les avantages que constitue la réhabilitation d'une centrale existante sont multiples.

- Elle permet l'augmentation de la puissance et du rendement général de l'installation en disposant de matériel plus performant.
- Elle diminue les coûts élevés d'entretien ainsi que le manque à gagner consécutif aux arrêts plus fréquents des vieilles machines devenues pour la plupart obsolètes et dont la plage de fonctionnement est souvent mal adaptée aux nouvelles conditions de production.
- Elle permet enfin une plus grande disponibilité des centrales au niveau de leur gestion globale simultanée sur un bassin ou une vallée donnée.

Outre la rénovation des ouvrages civils dont la géométrie ne peut être que faiblement modifiée sans entraîner de trop grands coûts de réalisation, c'est sur le groupe électromécanique que s'effectue l'essentiel du travail de réhabilitation. L'augmentation de puissance est possible en augmentant le débit traversant l'installation. Ce point est particulièrement intéressant pour les centrales de pointe.

1.4 Axes de développement

L'augmentation continue de la densité de puissance n'est pas limitée aux ouvrages de réhabilitation. Il en va de même pour les nouvelles installations, grâce à des progrès technologiques dans différents domaines.

- La disponibilité de moyens de calcul toujours plus performants permet d'aborder des calculs d'écoulement inimaginables voici quelques années encore. La possibilité d'optimiser par le calcul les géométries ouvre ainsi la voie à la conception de machines plus efficaces dans des plages de fonctionnement toujours plus étendues.
- Les progrès de la métallurgie repoussent les frontières du réalisable. Des alliages plus résistants, plus homogènes rendent possible la construction de turbines fonctionnant à des niveaux d'énergie plus élevés. D'autres alliages résistants à l'érosion permettent d'accroître la puissance spécifique des turbines sans les exposer à la destruction par la cavitation.

- Avec les développements du réglage automatique, la commande à distance des unités de production crée les conditions pour une gestion plus rationnelle des ressources en énergie à l'échelle continentale.

Cependant, l'augmentation de la densité de puissance rend également le fonctionnement de l'installation plus susceptible d'éventuels problèmes de stabilité. C'est justement la problématique liée au comportement dynamique des installations hydroélectriques qui forme le cadre de la présente étude.

Chapitre 2

Description du travail

2.1 La problématique

Les machines hydrauliques de production d'énergie sont des machines conçues à l'unité. Elles sont dimensionnées pour le site dans lequel elles seront installées et pour des conditions de fonctionnement définies dans un programme de production. Ces machines sont testées sur modèle réduit pour en garantir dès avant la construction les performances et leur comportement en stabilité et en cavitation dans une large plage de fonctionnement.

La stabilité de fonctionnement des installations est en général satisfaisante pour les conditions de fonctionnement nominales. Or, en dehors du régime nominal, certaines machines à aubage fixe, telles que les turbines Francis, induisent souvent des instabilités dynamiques liées à la vortacité inévitable en sortie de roue. Les exigences de la technique actuelle font construire des machines toujours plus poussées, donc plus exposées à ces régimes perturbés. Selon le tracé hydraulique particulier de la turbine, selon la dynamique des ouvrages d'adduction, de restitution ou de couplage électrique, et selon les conditions d'exploitation de l'installation, ces excitations peuvent être à peine sensibles, supportables, gênantes, ou voire inacceptables.

La recherche en ce domaine [32] est surtout dirigée vers la prédiction et la prévention des instabilités hydrauliques. La prédiction de l'instabilité est un problème extrêmement ardu et les problèmes éventuels ne sont constatés qu'à la mise en service de l'installation industrielle. Pour des raisons de sécurité, l'exploitation doit alors être limitée à une partie seulement du domaine initialement prévu. On arrive parfois à maîtriser l'instabilité au moyen d'artifices palliatifs [38], mais dans tous les cas, les retards dans la mise en exploitation normale et les éventuelles pertes de rendement causent un préjudice considérable à l'exploitant comme au constructeur.

2.2 Motivation de l'étude

2.2.1 Généralités

La préoccupation du comportement dynamique sur une plage de régimes de fonctionnement étendue devient de plus en plus importante.

- Les machines sont plus exposées à des comportements dynamiques non satisfaisants :
 - les puissances spécifiques augmentent pour les nouvelles machines. Cette tendance est encore plus marquée dans le cas d'une machine destinée à une réhabilitation ;
 - sur les grandes machines modernes, les fréquences d'excitation sont souvent très proches des fréquences propres de conduites forcées et d'autres éléments de l'installation, y compris celles des machines électriques.
- Les machines sont de plus en plus exploitées à distance et en fonctionnement automatique : toute instabilité peut entraîner des problèmes lors de l'exploitation.
- Les centrales étant interconnectées via un réseau électrique fortement ramifié, des contraintes d'utilisation imposent de plus en plus une production flexible. Les turbines hydrauliques offrent cette flexibilité dans la mesure où leur point de fonctionnement peut être adapté rapidement.

Etant donné que le phénomène d'excitation est inévitable, diminuer ses conséquences indésirables apporte une solution.

2.2.2 Postulat

A l'heure actuelle, lorsqu'un problème de stabilité se manifeste dans une installation hydroélectrique malgré les efforts de prédiction, on a recours à des solutions que l'on peut qualifier de *passives*. Si le succès d'intervention n'est pas garanti à l'avance, en revanche, en cas de succès, les résultats sont souvent convaincants. Or, ces méthodes ne sont pas toujours bien comprises : leur mise en œuvre se résume généralement à appliquer itérativement une légère modification et à en observer les résultats jusqu'à ce que un fonctionnement acceptable soit obtenu.

Ces constatations nous amènent à la formulation du postulat central de ce travail.

Postulat. *Les fluctuations de pression et de débit-volume, caractéristiques pour le fonctionnement à charge partielle d'une turbine Francis, peuvent être réduites à un niveau acceptable par l'exploitation du concept de contrôle actif.*

2.2.3 Démarche

L'idée principale est d'atténuer l'excitation émise naturellement par la turbine, en lui superposant une *contre-excitation* de même nature mais opposée. L'objectif est de minimiser le niveau global des fluctuations hydrauliques, électriques et/ou mécaniques.

Pour réaliser cet objectif, la démarche suivante est proposée :

1. Un *modèle dynamique* d'une installation hydroélectrique et d'une source acoustique externe est ébauché. Ce modèle doit permettre de comprendre le rôle de l'excitation de charge partielle induite par la turbine, ainsi que l'action de l'excitation externe, sur le comportement dynamique de l'installation.
2. Les caractéristiques de l'excitation externe dépendent de l'actionneur utilisé. La *conception* d'un tel système comprend :
 - (a) l'établissement de critères qui doivent conduire à la mise au point d'un actionneur adapté au contexte des machines hydrauliques,
 - (b) un système de contrôle-commande pour piloter l'actionneur.
3. Une fois le système d'excitation mis au point, son application à un modèle réduit de turbine Francis permet d'*analyser* tous les aspects relatifs à l'amélioration de la stabilité de fonctionnement d'une turbine basée sur le contrôle actif.
4. L'application de l'approche au niveau d'une centrale prototype nécessite l'établissement d'une *démarche de dimensionnement*. Elle évoque également la problématique de la *prédiction de la stabilité* d'une turbine prototype à partir des caractéristiques dynamiques mesurées sur modèle réduit.

2.3 Plan de rédaction

Ce travail de thèse se situe au croisement de trois branches techniques : les machines hydrauliques, l'acoustique et l'automatique. Des lecteurs, venant d'horizons divers, doivent pouvoir suivre les développements dans des domaines qui ne sont pas forcément les leurs.

Dans cette optique, ce rapport essaie d'apporter uniquement les éléments qui sont en rapport direct avec la problématique traitée dans ce travail, en utilisant un formalisme univoque. Ce mémoire de thèse est devenu un document relativement volumineux en raison de son aspect multidisciplinaire.

Une présentation de l'organisation rédactionnelle résume les développements principaux au début de chaque partie. Ceci devrait permettre au lecteur de parcourir certains chapitres plus ou moins vite, sans perdre le fil rouge du document.

Partie I

Cette partie définit le cadre technique de l'étude.

La turbine Francis est présentée, puis les aspects de sa conception et de son fonctionnement sont évoqués dans le **chapitre 3**. Au **chapitre 4**, la problématique relative à la stabilité de fonctionnement est présentée plus en détail. On y trouve une description qualitative des mécanismes d'excitation dynamique et leurs conséquences sur le fonctionnement de la turbine. Le **chapitre 5** survole la panoplie des solutions passives qui sont actuellement utilisées pour remédier à un éventuel problème de stabilité dans une installation hydraulique.

Partie II

Cette partie consiste en la description des bases théoriques, portant sur la modélisation de la dynamique d'installations hydrauliques.

Après un bref rappel de quelques définitions au **chapitre 6**, les équations fondamentales sont présentées dans le **chapitre 7**. Elles sont à la base des modèles dynamiques, permettant d'analyser les régimes d'oscillations établis dans des installations hydrauliques. Le **chapitre 8** comprend l'étude de la propagation d'ondes dans un système continu monodimensionnel. Dans certaines conditions, un système dynamique peut être modélisé par un réseau de composants discrets, comme décrit dans le **chapitre 9**. Dans ces deux chapitres, les notions principales nécessaires à la compréhension des développements ultérieurs sont exposées.

En utilisant ces outils de travail, la modélisation de différents composants d'une installation hydroélectrique est développée dans le **chapitre 10**. On y trouve une compilation de l'état de l'art actuel ainsi que des éléments originaux. Finalement, dans le **chapitre 11**, une source acoustique externe est introduite dans le modèle de l'installation, afin de mettre en évidence le principe du contrôle actif de la stabilité de fonctionnement.

Partie III

Les fondements théoriques étant établis, un système d'excitation externe est mis au point dans la troisième partie. Le contrôle actif est appliqué sur un modèle réduit de turbine.

Tout d'abord, un actionneur adéquat est indispensable pour pouvoir exciter l'installation hydraulique. A partir de critères acoustique, énergétique, mécanique et automatique, le choix d'un actionneur à vanne rotative est motivé **chapitre 12**. Le type d'actionneur joue un rôle prépondérant dans le choix du régulateur qui le pilote. En effet, les caractéristiques de la commande en dépendent directement, comme précisé dans le **chapitre 13**. En l'occurrence, l'implantation du régulateur se décompose globalement en deux tâches : la synchronisation de l'actionneur au phénomène physique (**chapitre 14**) et l'optimisation de certains paramètres pour atténuer correctement les fluctuations hydroacoustiques (**chapitre 15**). Dans chacun de ces chapitres, le développement du régulateur est exposé et ensuite illustré avec des résultats obtenus sur stand d'essai.

Une fois le système de contrôle actif mis au point, il est testé lors d'une campagne d'essais sur une des plates-formes d'essais du Laboratoire de Machines Hydrauliques. Le **chapitre 16** décrit les différents essais effectués et analyse les informations que l'on peut en tirer. A partir de l'expérience acquise lors de cette campagne, des propositions en vue de l'amélioration du système sont formulées dans le **chapitre 17**.

Partie IV

Dans la partie précédente, la faisabilité de l'approche est démontrée sur une installation de laboratoire. Cette partie porte sur l'application et le dimensionnement du système

de contrôle actif à une centrale hydroélectrique. L'intérêt scientifique de cette partie n'est pas tant lié au dimensionnement du système actif proprement dit, qu'à l'identification de la source d'excitation associée au fonctionnement de la turbine en dehors du point de meilleur rendement.

La transposition des informations obtenues lors d'essais sur modèle réduit à la machine prototype, afin de prédire sa stabilité de fonctionnement, est un domaine actif de recherche depuis quelques années. Le **chapitre 18** reprend la démarche actuelle sous la loupe : elle ne donne pas accès aux paramètres dont nous avons besoin dans le cadre du dimensionnement. Afin de résoudre cela, une approche originale de caractérisation du comportement dynamique d'une turbine Francis est proposée dans le **chapitre 19**. Cette méthode constitue également la base pour la transposition de grandeurs dynamiques entre deux installations hydroélectriques et pour la prédiction du comportement dynamique. Finalement, le **chapitre 20** détaille la démarche de dimensionnement du système de contrôle actif.

Synthèse et conclusion

Cette dernière partie est la conclusion générale du travail. Le **chapitre 21** synthétise les différents aspects étudiés. Des perspectives pour de futurs travaux de recherche sont également abordées.

Première partie
Cadre du travail

Chapitre 3

La turbine Francis

3.1 Importance technique de la turbine Francis

La recherche de solutions techniquement sûres et économiquement viables pour l'exploitation des sites hydrauliques a imposé au fil des ans un petit nombre de types de turbines [90]. Chacun de ces types a un domaine d'application privilégié. Sans parler de la mini-hydraulique dont les critères de choix reposent sur d'autres bases, on distingue trois familles de turbines pour la production hydroélectrique industrielle.

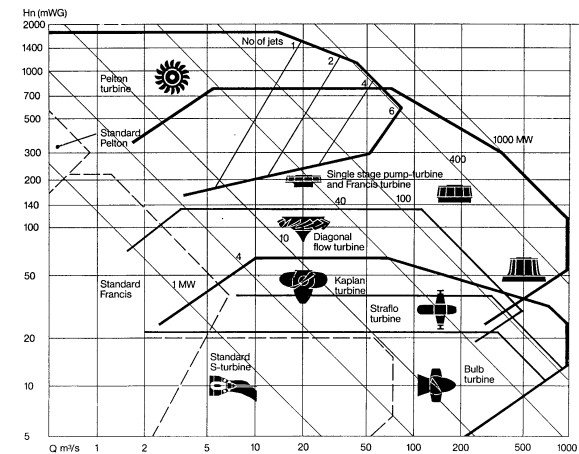


FIG. 3.1 – Principaux types de turbines hydrauliques et domaines d'application [92]

- La turbine Pelton s'impose généralement pour les énergies massives supérieures à $4\,000\text{ J/kg}$ (400 mWG).

- La turbine Kaplan et ses variantes (turbines hélices et bulbes) offrent souvent la meilleure solution pour les énergies hydrauliques massiques inférieures à 300 J/kg (30 mWG).
- Entre ces deux limites, on trouve le domaine d'application privilégié de la turbine Francis. Dans des applications spéciales, on voit même ces turbines concurrencer les autres types.

Les machines Francis sont des machines compactes, robustes et particulièrement adaptées aux moyennes chutes. Elles réalisent la transformation d'énergie hydraulique en énergie mécanique avec un rendement élevé dans une plage de fonctionnement étendue.

3.2 Eléments de construction

La turbine Francis, dans sa forme moderne, est composée des éléments suivants [42].

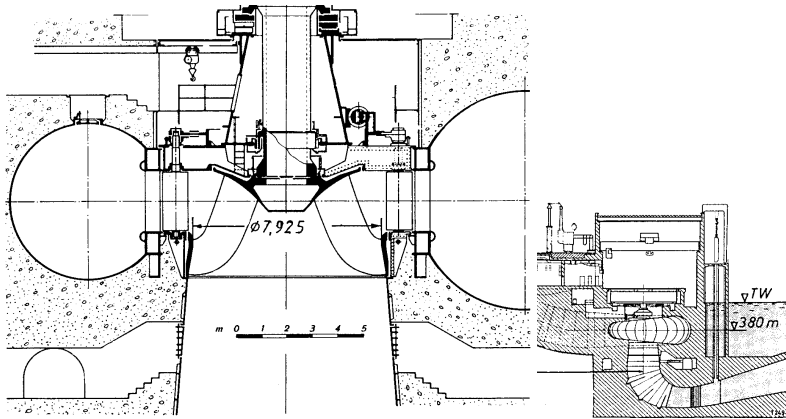


FIG. 3.2 – Turbine Francis [44]

1. Une bâche spirale reçoit l'eau sous pression de la conduite forcée et la distribue vers l'intérieur de l'anneau qu'elle forme. Sa tenue mécanique est assurée par un cercle d'entretoises profilées.
2. Le distributeur est placé au milieu de l'anneau de la bâche spirale. Ses vingt à trente aubes orientables, placées dans le prolongement des entretoises, permettent d'ajuster le débit-volume turbiné.
3. Une roue à admission radiale centripète, à sortie axiale forme le cœur de la turbine. C'est la seule pièce tournante. Elle compte dix à vingt aubes non orientables, de géométrie tridimensionnelle non développable. Les aubes de la roue reçoivent

l'écoulement en rotation à la sortie du distributeur et le dévient pour ne lui laisser qu'une rotation minimale. Le moment cinétique ainsi absorbé produit le couple transmis à l'arbre de la turbine.

4. Le diffuseur reçoit l'eau à la sortie de la roue et la conduit à la sortie de la turbine. Comme son nom l'indique, il permet d'abaisser la pression en sortie de roue, sous l'effet du dénoyage éventuel de la machine et grâce à une augmentation progressive de sa section de passage.

Des pompes sont construites selon le même schéma. L'écoulement dans la roue est alors centrifugé. On trouve enfin des pompes-turbines réversibles, qui assument l'une ou l'autre des fonctions selon leur sens de rotation.

3.3 Paramètres de fonctionnement [37]

3.3.1 Paramètres dimensionnels

Les conditions d'écoulement dans une turbine Francis de géométrie donnée sont entièrement déterminées par l'énergie hydraulique massique absorbée E , le débit-volume Q et la vitesse angulaire ω . Comme les turbines hydrauliques entraînent généralement des alternateurs couplés sur un réseau de distribution électrique, la vitesse angulaire ne varie pas. On représente donc la caractéristique de fonctionnement de la machine dans un diagramme $E-Q$ à vitesse constante. Des courbes indiquent E en fonction de Q pour différents angles d'ouverture γ des aubes directrices. L'efficacité de la transformation de puissance hydraulique en puissance mécanique est reportée sous forme de courbes d'égal rendement η , et vaut à la caractéristique le nom de colline de rendement.

3.3.2 Coefficients adimensionnels

Les coefficients adimensionnels d'énergie ψ et de débit-volume φ permettent de qualifier le fonctionnement de turbines géométriquement semblables, mais de dimensions et vitesses de rotation différentes :

$$\psi_{1e} = \frac{2E}{R_{1e}^2 \omega^2} \quad \text{et} \quad \varphi_{1e} = \frac{Q}{\pi R_{1e}^3 \omega} \quad [1] \quad (3.1)$$

où R_{1e} , rayon de la roue à l'attache de l'arête basse pression de l'aube sur la couronne extérieure, est la dimension de référence de la turbine. La colline de rendement adimensionnelle $\eta(\psi, \varphi)$ avec les courbes $\psi(\gamma, \varphi)$ est semblable à la colline dimensionnelle $\eta(E, Q)$ avec les courbes $E(\gamma, Q)$ à R_{1e} et ω constants (figure 3.3).

Les liquides réels diffèrent du liquide idéal, principalement par la viscosité et la pression de vapeur saturante. L'influence de la viscosité se manifeste par de légères variations du rendement η selon les dimensions de la machine et l'énergie hydraulique massique qui lui est fournie. Si la pression dans la turbine atteint localement la pression de vapeur saturante, la cavitation peut affecter de manière importante la distribution de vitesses,

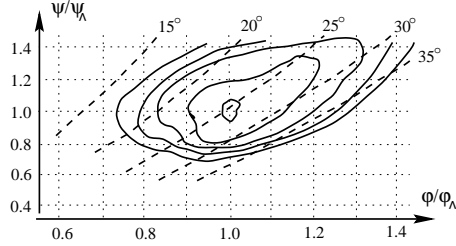


FIG. 3.3 – Colline de rendement d'une turbine Francis

le rendement et même apporter des distorsions à la caractéristique $\psi(\gamma, \varphi)$. Le *nombre de Thoma* σ est une formulation adimensionnelle de l'énergie d'aspiration qui qualifie le comportement en cavitation des turbines :

$$\sigma = \frac{NPSE}{E} \quad [1] \quad (3.2)$$

La *vitesse spécifique* ν est un paramètre de fonctionnement adimensionnel particulier :

$$\nu = \frac{\varphi^{\frac{1}{2}}}{\psi^{\frac{3}{4}}} = \frac{\omega \sqrt{\frac{Q}{\pi}}}{(2E)^{\frac{3}{4}}} \quad [1] \quad (3.3)$$

C'est une combinaison des coefficients d'énergie et de débit qui fait disparaître la dimension de référence. Des turbines de tracé hydraulique différent, de dimensions éventuellement différentes mais fonctionnant aux mêmes conditions hydrauliques peuvent être comparées grâce à la vitesse spécifique ν . Par extension, la vitesse spécifique évaluée au point de fonctionnement optimal (rendement maximum) ou nominal donne une classification de la turbine.

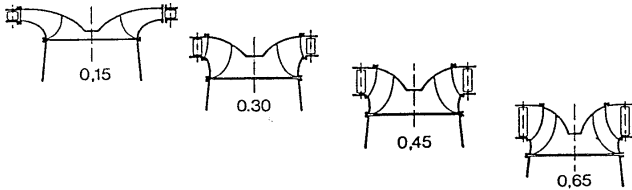


FIG. 3.4 – Roues de turbines Francis de différentes vitesses spécifiques [37]

La vitesse spécifique d'une turbine Francis est généralement comprise entre 0.15 et 0.70. Les tracés les plus favorables sont obtenus vers $\nu \approx 0.35$. On parle de turbines

lentes si $\nu \leq 0.35$, de turbines *rapides* pour $\nu \geq 0.60$ et de turbine à vitesse spécifique moyenne entre les deux. Ces qualifications ne portent pas directement sur la vitesse de rotation.

La vitesse spécifique ν , comprise comme un facteur de forme, est un critère de classification des tracés de machines. Une turbine de faible vitesse spécifique, dont les exécutions de grande puissance sont le plus souvent rencontrées pour l'équipement des hautes chutes, aura un aubage plutôt radial. Les turbines de grande vitesse spécifique, plus courantes pour l'équipement des basses chutes, auront leurs aubes placées en diagonale dans le coude du canal de roue.

3.4 Ecoulement dans une turbine Francis [37, 42]

Il y a deux décompositions courantes des vitesses d'écoulement, présentées dans les figures 3.5 et 3.6. La première, plus expérimentale, donne les trois composantes orthogonales du vecteur de vitesse dans un référentiel cylindrique fixé par la roue : C_a est la composante axiale, C_r la composante radiale et C_u la composante périphérique de la vitesse d'écoulement.

La seconde, qui permet de raisonner plus facilement sur l'interaction entre le fluide en mouvement et les aubes fixes ou en rotation, décompose le vecteur vitesse dans un plan normal au plan méridien et tangent à la ligne de courant méridienne au point considéré : C_m vitesse débitante, dans le plan méridien et C_u dans la direction perpendiculaire. C_u , composante périphérique de la vitesse d'écoulement, est ainsi directement comparable à U , vitesse périphérique de la roue au rayon du point considéré. La vitesse relative du fluide par rapport à l'aube de roue est $\vec{W} = \vec{C} - \vec{U}$. Les angles d'écoulement α et d'aubage β , que forment la vitesse absolue \vec{C} et la vitesse relative \vec{W} avec la vitesse périphérique \vec{U} sont directement lisibles sur ce triangle de vitesses.

Le théorème du moment moteur, démontré par Euler, établit un lien entre l'énergie hydraulique massique transférée par le fluide à l'aubage et les vitesses aux limites de l'aubage :

$$E_t = U_1 C_{u1} - U_2 C_{u2} \quad [\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}] \quad (3.4)$$

Un raisonnement qualitatif global peut s'appuyer sur un triangle de vitesses qu'on estime représentatif de tout l'écoulement en sortie de roue au régime de tracé (figure 3.6). Pour fixer les idées, disons que la composante circumférencielle C_{u1} de la vitesse d'écoulement est nulle au régime optimal, afin de minimiser les pertes par vitesse restante. Si le débit-volume augmente, toutes autres choses égales, et si le fluide quitte l'aubage tangentiellement à son squelette, la croissance de la vitesse méridienne C_m ne peut se faire que par ouverture de l'angle d'écoulement α , avec apparition d'une vitesse C_{u1} négative. Si en revanche le débit-volume est réduit, C_m plus petite impose C_{u1} positive. Les variations de régime de fonctionnement de la charge partielle à la forte charge feront donc apparaître

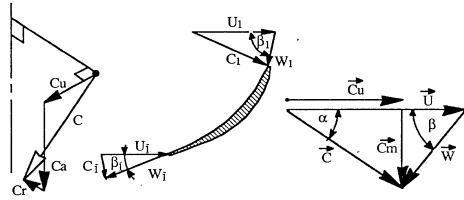


FIG. 3.5 – Vitesses d'écoulement : décomposition cylindrique et triangles de vitesse à l'entrée et à la sortie d'une aube de turbine Francis

une inversion du sens de rotation de l'écoulement à la sortie de la roue, avec une plage de rotation minimale autour du régime pour lequel la roue est principalement conçue.

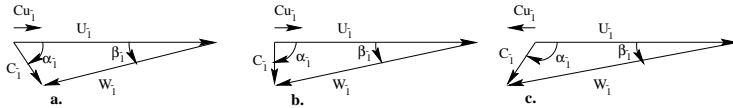


FIG. 3.6 – Triangles de vitesses à la sortie d'une roue de turbine Francis à différents régimes : **a.** charge partielle, rotation résiduelle dans le même sens que la roue **b.** régime optimal, rotation résiduelle minimale **c.** forte charge, rotation résiduelle opposée à celle de la roue

Chapitre 4

Stabilité de fonctionnement

4.1 Introduction

Pour répondre constamment à la demande en énergie électrique, les exigences de réglage de puissance obligent les exploitants à utiliser leurs machines non seulement près du point nominal mais également à faible et à forte charge.

Le fonctionnement des turbines Francis hors de leur régime optimal génère souvent des perturbations hydrauliques (§4.3). Dans certains cas, ces perturbations peuvent induire des oscillations excessives de grandeurs électriques, hydrauliques ou mécaniques et empêcher l'exploitation normale de l'installation. La fatigue mécanique est un autre inconvénient de ces perturbations.

Dans le passé, une panoplie de travaux a été entreprise afin de mieux maîtriser ces conséquences indésirables. La recherche en ce domaine s'est surtout dirigée vers :

- la *prévention*, par optimisation des tracés de roues et de diffuseurs minimisant les excitations,
- des *techniques de correction*, mises en œuvre quand le fonctionnement d'une turbine s'avère instable à sa mise en service [38],
- la *prédiction* de la stabilité de fonctionnement d'une turbine prototype à partir d'essais sur modèle réduit [50],
- les *calculs numériques* d'écoulement en 2D ou 3D, basés sur les méthodes d'éléments finis ou volumes finis, résolvant les équations de type Euler ou Navier-Stokes,
- la *modélisation de la dynamique* de l'installation hydraulique ou de ses sous-systèmes.

Des études innovatrices (§5.3) ont aussi été entreprises sur le *contrôle de stabilité* au moyen de résonateurs ou d'adaptateurs d'impédance asservis [1, 33].

4.2 Stabilité

Un système est stable si les grandeurs qui le caractérisent restent constantes en l'absence de perturbation et si elles reviennent à l'état d'équilibre après application d'une

perturbation passagère ou à un nouvel état d'équilibre après une modification durable d'un ou plusieurs de ses paramètres (définition de James [93]).

Un système sollicité sans cesse est stable si sa réponse à des perturbations inévitables reste en deça de limites définies par la sécurité d'exploitation (extension de la définition de Lyapunov [93]) : c'est la stabilité de fonctionnement. On parle également de comportement du système en régime d'oscillations établi.

La stabilité est parfois mise en défaut dans des installations de turbines Francis. Différents types d'excitation peuvent être à la base d'un fonctionnement instable de la machine :

- les excitations induites par un **écoulement en rotation** dans le diffuseur
- différents types d'excitation sont liés à l'existence d'une phase gazeuse :
 - la **torche** (vortex cavitant) au sein du diffuseur ;
 - la cavitation d'aubage ;
 - l'injection ou aspiration d'air ;
 - un fluide de nature diphasique ;
- les problèmes d'instabilités liés aux *courbes caractéristiques* des machines hydrauliques ;
- les vibrations dues aux *excitations internes*, par exemple l'interaction entre les aubages du rotor et du stator.

Les vibrations peuvent également être classées en fonction de leurs fréquences caractéristiques (tableau 4.1).

Phénomène vibratoire	Fréquence	Exemple
oscillations de masses, en relation avec une surface libre	$10^{-3} - 10^{-1}$ Hz	problème type des chambres d'équilibre
phénomènes hydrauliques liés à une propagation d'onde dans les conduites et systèmes	$10^{-1} - 30$ Hz	fluctuations de pression, débit-volume, puissance
vibrations transversales à l'intérieur des canaux hydrauliques et vibrations mécaniques	$10 - 10^3$ Hz	vibrations mécaniques d'arbres, d'aubes, de plaques, de conduites
bruits de cavitation	$10^3 - 10^4$ Hz	cavitation, sillages de von Karman

TAB. 4.1 – Classification des phénomènes vibratoires en fonction de leur fréquence

Dans le cadre de cette étude, nous nous intéressons aux régimes d'oscillations établis de la pression et du débit-volume à basses fréquences. Ils sont liés à l'écoulement en rotation en sortie de roue d'une turbine Francis, typique pour le fonctionnement à faible ou à forte charge de la machine. Dans les paragraphes suivants, ce type d'instabilité est exploré un peu plus en détail.

4.3 Mécanismes d'excitation

4.3.1 Ecoulement en rotation dans le diffuseur

Le champ de vitesses à l'entrée du diffuseur est loin d'être axial hors du régime optimal d'une turbine Francis : l'écoulement possède des composantes circonférencielles importantes (§3.4).

Dans le cas de la charge partielle, ce phénomène déclenche souvent un mouvement de précession d'un tourbillon, généralement de forme hélicoïdale (figure 4.3). Le sens de rotation du tourbillon est opposé au mouvement de précession. Pour les fortes charges, ce tourbillon est souvent rectiligne et centré au sein du diffuseur. Il tourne dans le même sens que la précession. Lorsque la pression au sein du tourbillon descend en dessous de la pression de vapeur saturante, une torche devient visible (figure 4.1).

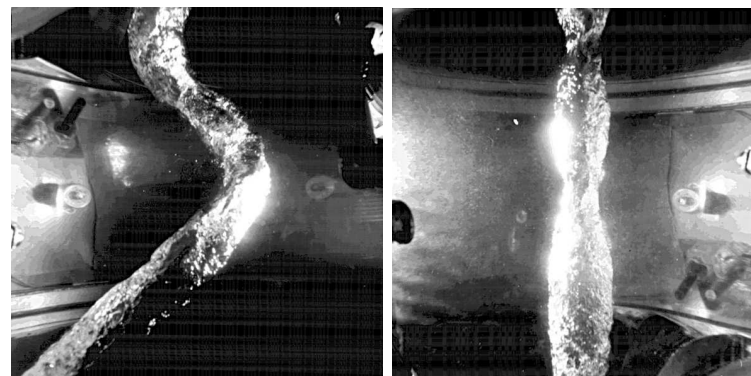


FIG. 4.1 – Torches de cavitation au sein du diffuseur : a. charge partielle b. forte charge

La figure 4.2 montre un exemple de champ de vitesse axial, obtenu par moyennes de phase à la fréquence de précession. En d'autres mots, c'est le champ de vitesse moyenne, tournant à la fréquence de précession à l'entrée du diffuseur [5]. Sur la figure de gauche, le plan vert représente la vitesse moyenne dans la section. Le plan de couleur violette indique la vitesse zéro. Le débit passe principalement par une section circulaire en dehors du tourbillon. Au cœur du tourbillon, on retrouve une zone de faible débit et même d'écoulement inversé.

Il va de soi que le champ de pression non stationnaire résultant du mouvement de précession dans le cône du diffuseur est également complexe.

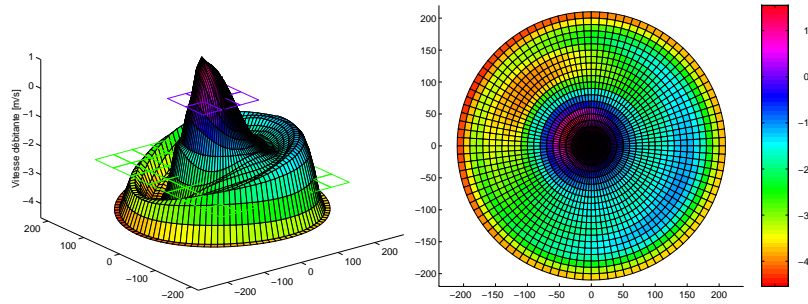


FIG. 4.2 – Champ de vitesse débitante dans une section du diffuseur (sortie roue)

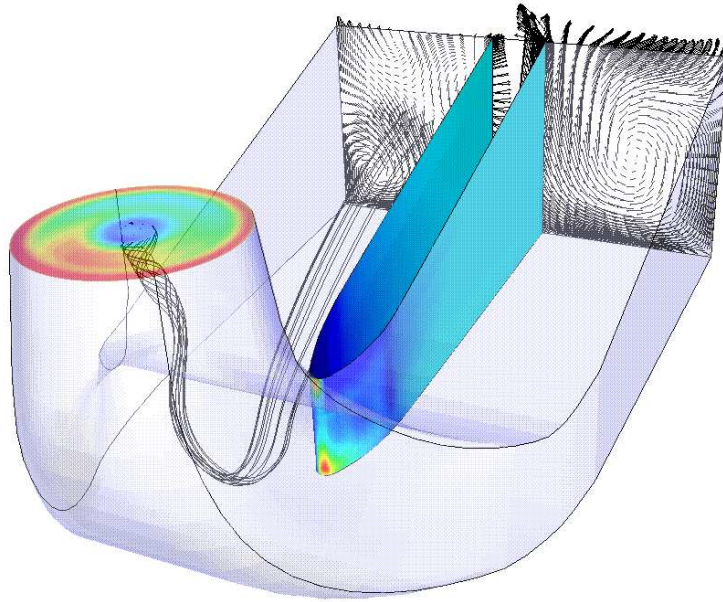


FIG. 4.3 – Vue des lignes de courant et du champ de vitesses en sortie du diffuseur à un instant donné [Mauri,LMH-EPFL]

4.3.2 Interaction avec le diffuseur

L'action du diffuseur sur l'écoulement en rotation induit des oscillations de pression et de débit-volume dans l'installation. Macroscopiquement, on peut séparer l'oscillation observée dans une section du cône en (figure 4.4) :

- un *champ tournant*, associé au mouvement de précession du tourbillon,
- un *champ synchrone ou pulsant* : un champ uniforme dans la section qui oscille suivant l'axe du cône.

La fréquence de précession est souvent de l'ordre de $0.25 - 0.3n$, où n est la vitesse de rotation de la roue.

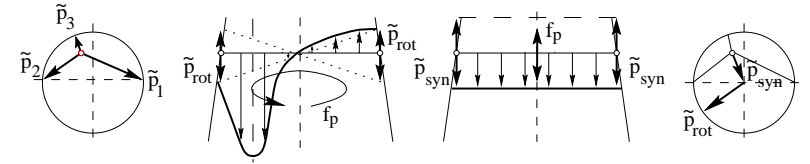


FIG. 4.4 – Champ de pression tournant et champ de pression synchrone [56]

Dans le cas d'un diffuseur cylindrique et rectiligne, cette situation impliquerait uniquement un champ tournant de la pression [79, 74]. Par contre, le diffuseur d'une turbine Francis est le plus souvent divergent et coudé. Les forces exercées par le canal hydraulique sur l'écoulement en rotation sont à la base des oscillations synchrones. Différents mécanismes peuvent être mis en évidence (la liste n'est pas exhaustive) :

- Considérons une période du mouvement de précession du tourbillon dans le diffuseur. En fonction de la position angulaire du tourbillon, le champ de pression et de vitesse, et donc également le débit-volume instantané, à la sortie du coude varie en fonction de la position angulaire du tourbillon (figure 4.5).
- Le tourbillon interagit avec les écoulements secondaires générés par le coude (figure 4.3). Les sens de rotation du tourbillon et des écoulements secondaires sont les mêmes dans une moitié de la section du diffuseur et opposés dans l'autre moitié.
- En plus de ces interactions locales, la performance du diffuseur en terme de récupération d'énergie cinétique devient également périodique.

4.3.3 Conséquences

Ces oscillations hydrauliques à basse fréquence se propagent à l'ensemble du système d'adduction et aux parties tournantes de la machine électrique. Elles dépendent du tracé de la machine, des conditions de fonctionnement, ainsi que de la réponse dynamique du système hydraulique, mécanique ou électrique. Elles peuvent être associées à des oscillations de grandeurs électromécaniques telles que :

1. vibrations de la structure mécanique

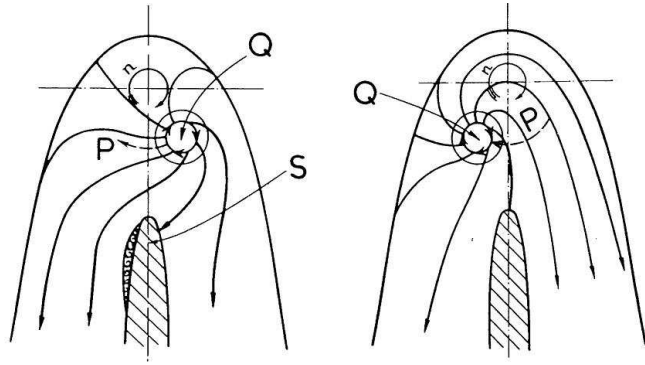


FIG. 4.5 – Interaction du champ de vitesse tournant avec le diffuseur [28]

2. la vitesse de rotation n
3. le couple
4. la puissance électrique
5. la poussée radiale et axiale sur la roue et les paliers
6. le régulateur

Dans le cas où la fréquence de cette excitation naturelle de la turbine coïncide avec celle d'un mode vibratoire propre (ondes longitudinales) de l'installation, la réponse dynamique peut mettre en défaut l'exploitation normale de la centrale.

Chapitre 5

Mesures correctives

5.1 Généralités

Quand le fonctionnement d'une turbine se révèle instable à sa mise en service et empêche une exploitation normale, des mesures correctives sont mises en œuvre afin de réduire les oscillations à un niveau acceptable, tout en essayant de limiter les pertes de rendement, la cavitation,...

Diverses solutions ont été essayées avec des résultats variables selon l'installation, cependant aucune n'est la panacée. H. Grein en fait une revue détaillée : les avantages et les inconvénients des diverses solutions essayées sont analysés [38].

5.2 Mesures statiques

5.2.1 Admission d'air

L'aération de l'écoulement dans la turbine tient une bonne place dans la panoplie des procédés palliatifs. De nombreux auteurs ont commenté les possibilités d'injection d'air comprimé à l'entrée de la roue ou en paroi du diffuseur, ou encore d'aspiration naturelle d'air à pression atmosphérique par l'ogive de roue ou par un montage dans le cône du diffuseur [38, 41, 85, 91, 109].

S'il est à peu près admis que l'admission d'air réduit généralement les chocs et le bruit de fonctionnement, l'influence de l'aération sur la stabilité de fonctionnement est en fait assez mal connue. Dans certains cas, à charge partielle comme à forte charge, l'admission d'air réduit spectaculairement l'amplitude des oscillations; dans de rares cas, elle a plutôt tendance à aggraver l'instabilité.

5.2.2 Structures à l'intérieur du diffuseur

L'observation montrant que l'instabilité est fortement liée à un déficit de vitesse débitante dans la partie centrale de l'écoulement de sortie de la roue, une autre possibilité d'action est la pose de structures à l'intérieur du diffuseur. L'usage des structures

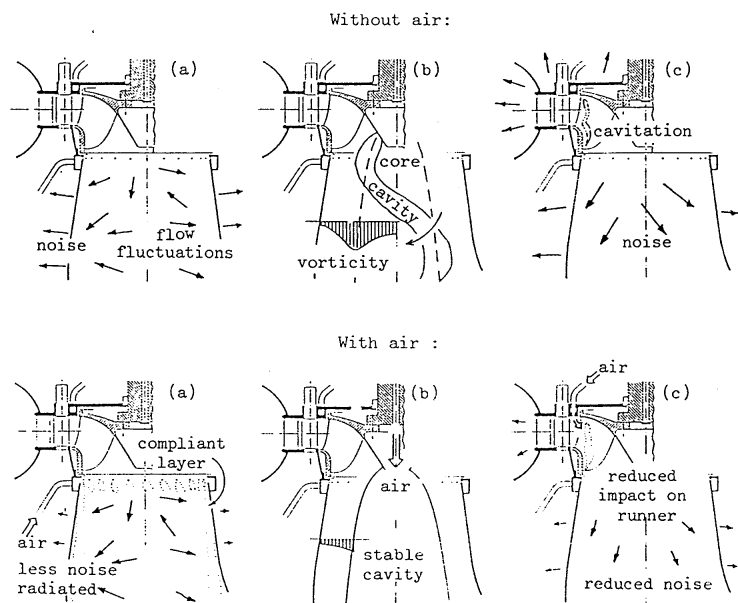


FIG. 5.1 – Systèmes d'injection d'air [Dörfler]

stabilisatrices reste aujourd'hui du domaine des recettes industrielles établies empiriquement. Ces modifications peuvent avoir des "effets inattendus", par exemple pour des régimes de fonctionnement autres que le régime problématique. Ces méthodes doivent être appliquées avec discernement.

Piliers

Des corps cylindriques sont parfois utilisés : corps cylindriques dans l'axe de la machine, tubes transversaux, trépieds, ... Outre la surface supplémentaire de frottement, ils présentent un obstacle qui, s'il n'est pas soigneusement étudié, peut nuire sensiblement au rendement de la turbine. Par ailleurs, les forces non stationnaires qui s'exercent sur ces structures sont très grandes et la résistance mécanique des ancrages est à soigner tout particulièrement.

Ogives

Dans certains cas, un allongement de l'ogive, sans ou avec admission d'air, peut avoir un effet stabilisateur important.

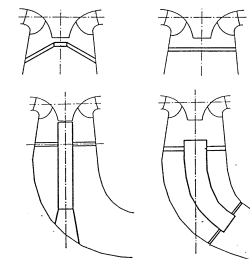


FIG. 5.2 – Diffuseurs coudés avec faux arbres [38, 57]

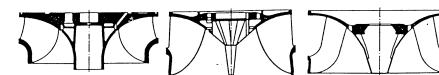


FIG. 5.3 – Extension de l'ogive de roue

Guideaux

Des ailerons prismatiques, ou "fins", ou "guideaux" semblent éliminer l'instabilité synchrone, qui est liée de près à l'excitation, et ne réduisent pas l'instabilité tournante [55]. Ils peuvent réduire le volume de la torche, supprimant ainsi l'effet de résonance. Leur hauteur d'installation résulte d'un compromis : trop près de la roue, ils provoquent des pertes excessives ; trop loin, ils deviennent inefficaces.

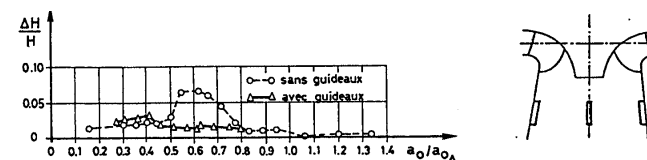


FIG. 5.4 – Fluctuations de pression, avec et sans guideaux [38, 43]

5.2.3 Autres méthodes

Correction de lumière de sortie de roue

Partant à nouveau de l'observation que l'instabilité est fortement liée à un déficit de vitesse débitante dans la partie centrale de l'écoulement de sortie de la roue, on augmente parfois les lumières de sortie de la roue au voisinage de la couronne intérieure. Au prix souvent d'une légère perte de rendement, cette intervention repousse en principe vers de

plus grands débits la limite d'apparition des pulsations de forte charge, puisqu'elle affecte aussi la composante périphérique (négative à forte charge) de la vitesse d'écoulement à la sortie de la roue. Les découpes d'aubage doivent être envisagées avec la plus grande prudence. Il s'agit de ne pas réduire la résistance mécanique de la roue! De plus, les effets de la découpe sont a priori mal connus. On a pu observer des contradictions entre les résultats d'essais sur modèle réduit et les observations sur prototype.

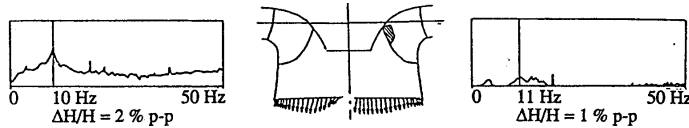


FIG. 5.5 – Spectre de pression et distribution de vitesse méridienne, avant et après modification de la lumière de sortie de roue

Fonctionnement à vitesse variable

Marginalement, on pourrait résoudre presque tous les problèmes de stabilité de fonctionnement de turbines Francis, “simplement” en ajustant leur vitesse de rotation pour éloigner la fréquence d'excitation de la bande d'amplification. Comme la seule machine électrique susceptible d'équiper de grandes puissances dans de bonnes conditions de rendement et d'entretien est actuellement l'alternateur synchrone, cette remarque peut sembler peu pertinente. Des études sont cependant en cours pour la construction d'alternateurs synchrones à vitesse variable (figure 5.6) [70, 119].

5.3 Contrôle de la stabilité

5.3.1 Contrôle de la stabilité au moyen d'éléments passifs

Contrôle de la stabilité au moyen d'un amortisseur

Une étude théorique [1] analyse l'utilisation d'un système d'amortissement à l'entrée de la bache spirale d'une turbine pour réduire les fluctuations de pression dans une installation hydroélectrique de 80 MW. L'astuce consiste à régler la fréquence caractéristique du résonateur, un système masse-ressort-amortisseur (figure 5.7), à la fréquence problématique. Grâce à l'amortisseur, le résonateur va dissiper de l'énergie. La finesse est de déterminer le facteur d'amortissement de manière à réduire au maximum l'amplitude à une fréquence donnée, ou de minimiser la moyenne des amplitudes dans une bande de fréquences donnée.

Des simulations de l'aménagement hydroélectrique (réservoir – conduite d'amenée – chambre d'équilibre – conduite forcée – résonateur) ont été effectuées. Une perturbation du débit-volume a été imposée comme condition limite, coté résonateur. La figure 5.8

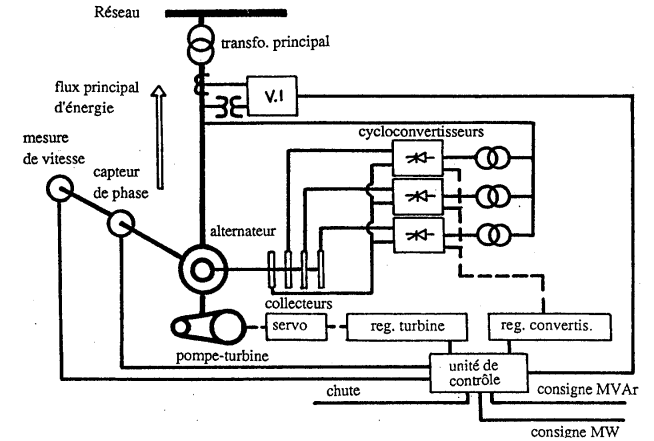


FIG. 5.6 – Exemple d'alternateur synchrone à vitesse variable [70]

montre les résultats pour le cas (a) sans résonateur et deux cas (b) et (c) avec résonateur, ayant des caractéristiques différentes. Dans le cas (b), les paramètres ont été choisis de manière à réduire au maximum les oscillations à la première fréquence propre. Les oscillations à la deuxième fréquence propre sont moins réduites. Dans le cas (c), une réduction globale dans une plage de 0 à 10 Hz a été visée.

Contrôle de la stabilité au moyen de résonateurs

Une autre possibilité est d'utiliser un résonateur Helmholtz, à l'entrée de la bache spirale d'une turbine ou à la sortie d'une pompe. Ce résonateur, contrairement au résonateur

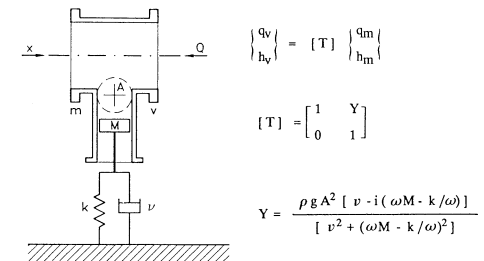


FIG. 5.7 – Schéma du résonateur et sa matrice de transfert

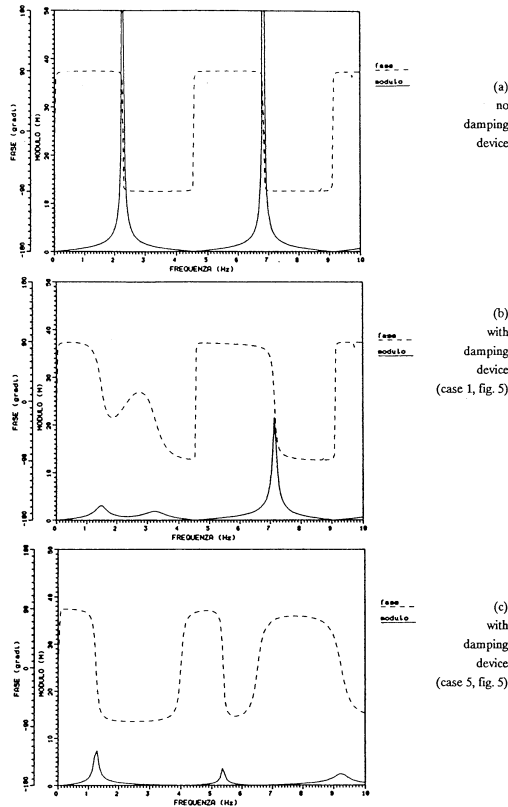


FIG. 5.8 – Spectre de pression acoustique à la sortie de la conduite forcée [1]

décrit au §5.3.1, ne dissipe pas d'énergie dans le cas idéal. Il s'agit d'un filtre passe-bande hydroacoustique, comme le montrent les figures suivantes.

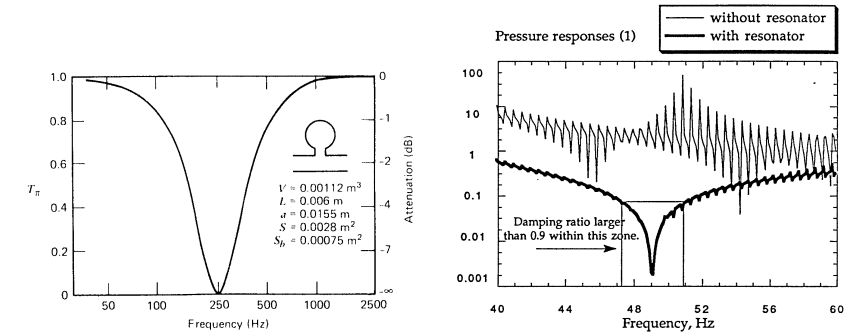


FIG. 5.9 – Caractéristique dynamique d'un résonateur Helmholtz [63]

FIG. 5.10 – Spectre de pression acoustique avec et sans résonateur [58]

Cette solution a été retenue comme solution d'un problème de bruit dans des conduites de refoulement d'une installation de pompage passant dans des bâtiments [58]. Des mesures de pression ont dévoilé une fréquence dominante, notamment celle du passage des aubes (vitesse de rotation multipliée par le nombre d'aubes). L'installation, incluant le résonateur, a été modélisée et simulée. La réponse calculée de la pression est montrée à la figure 5.10. Les amplitudes des fluctuations de pression ont été atténuées d'au moins 20 dB dans une plage de 2 Hz autour de la fréquence des perturbations sonores. Des expériences sur site ont révélé une très bonne concordance entre les simulations et les mesures.

Cette solution est envisageable pour des installations relativement petites, mais souvent écartée pour les grandes machines pour des raisons de sécurité. Les variations de la pression de l'air dans la cuve peuvent atteindre des valeurs importantes (résonance!) et sollicitent le matériau ce qui peut entraîner un problème de fatigue mécanique. De l'air sous pression dans une cuve peut également induire un danger d'explosion. La dissolution de l'air dans l'eau impliquera la mise en place d'un compresseur afin de régler la quantité d'air nécessaire dans la cuve.

5.3.2 Contrôle de la stabilité au moyen d'éléments actifs

Contrôle du bruit généré par une pompe à l'aide de paliers magnétiques adaptatifs [17]

Une approche innovatrice est l'utilisation de paliers électromagnétiques adaptatifs afin de réduire le bruit induit par des pompes. Le rotor du moteur (± 3 kW) est équipé

de deux paliers radiaux et d'un palier axial, permettant d'utiliser la roue de la pompe comme transducteur (figure 5.11).

Cette approche a les avantages suivants :

- pas de modifications du circuit hydraulique nécessaire
- l'entretien des paliers est réduit, puisqu'il s'agit de paliers sans contact
- les paliers magnétiques facilitent un système de surveillance intégré

La réponse dynamique du rotor à un signal d'entrée limite la plage d'utilisation à environ 200 Hz. Une réduction du bruit à la fréquence de rotation (29.5 Hz) de 12 dB a été enregistrée. A la fréquence de passage des aubes (148.5 Hz), la réduction était de l'ordre de 25 dB.

De nouveau, cette solution est plutôt destinée à des machines relativement petites.

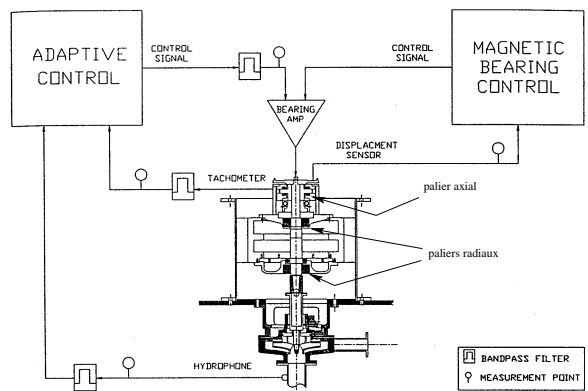


FIG. 5.11 – Réduction du bruit d'une pompe par paliers magnétiques adaptatifs [17]

Deuxième partie

Modélisation du comportement dynamique des systèmes hydrauliques

Introduction

On a évoqué dans la partie précédente la problématique liée à la stabilité de fonctionnement des installations hydroélectriques. L'idée centrale de ce travail de recherche est de réduire les fluctuations hydroacoustiques au moyen d'un système *actif*. Afin d'étudier les phénomènes incriminés, il est nécessaire de disposer d'outils adéquats, permettant de décrire et de comprendre le comportement dynamique de l'installation hydraulique, y compris l'action engendrée par le système actif.

Un grand nombre de travaux de recherche sont basés sur la modélisation numérique utilisant des codes de calcul d'éléments finis ou volumes finis. Ces codes permettent de calculer des régimes stationnaires ainsi que des régimes non stationnaires dans le domaine temporel. Les résultats obtenus prédisent de plus en plus précisément l'écoulement dans la machine. L'explosion récente des moyens informatiques y joue évidemment un rôle accélérateur. Cette approche est la seule à pouvoir apporter une solution à l'étude de phénomènes physiques complexes, tels que l'écoulement dans le diffuseur. En effet, ce type d'écoulement fortement tridimensionnel ne se laisse pas capter dans un formalisme analytique simple.

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéresserons à la modélisation de la dynamique d'une installation hydraulique, afin d'étudier son comportement dans le domaine fréquentiel. Les développements hydroacoustiques restent un peu en marge par rapport aux méthodes numériques citées ci-dessus. Ces modèles dynamiques ne peuvent souvent être obtenus analytiquement que pour des éléments simples. En plus, les modèles sont plus *limitatifs* puisqu'ils sont basés sur la linéarisation des équations fondamentales nécessaire pour obtenir une complexité maîtrisée. Bien sûr, ces travaux sont utiles puisqu'ils contribuent à la compréhension des phénomènes hydroacoustiques.

Organisation de cette partie

Des écritures et des paramètres différant légèrement les uns des autres dans la littérature, m'ont amené à reformuler une compilation de développements qui sont directement liés à des thèmes abordés dans ce travail (chapitres 7 à 9), ce qui en permet une meilleure compréhension. Une motivation supplémentaire consiste à clarifier les hypothèses aboutissant à des modèles mathématiques différents.

Le **chapitre 6** met au clair la terminologie relative à la modélisation et aux différents types de modèles.

Les équations fondamentales qui régissent les régimes transitoires sont présentées dans

le **chapitre 7**. Il s'agit d'une modélisation monodimensionnelle qui permet d'étudier les phénomènes dynamiques dans des systèmes *longs*, tels que des installations constituées essentiellement de conduites.

Ces équations forment la base de plusieurs méthodes d'analyse, à la fois dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel. Nous nous concentrerons sur l'analyse dans le domaine fréquentiel d'écoulements en régime d'oscillations établi pour les systèmes continus (**chapitre 8**) et les systèmes discrets (**chapitre 9**).

Le **chapitre 10** est axé sur le développement d'un modèle physique simple d'une installation hydroélectrique type. Les modèles des différents sous-systèmes d'une telle installation sont discutés. Dans le **chapitre 11** nous abordons la modélisation du système actif. Ce modèle permet de comprendre le principe de fonctionnement d'un système de contrôle actif ayant pour but de réduire les fluctuations hydrauliques induites par la turbine.

Chapitre 6

Modélisation de systèmes dynamiques : définitions

6.1 Processus, systèmes et modèles

L'étude de systèmes dynamiques [15] nécessite souvent une modélisation, c'est à dire la représentation du système par un modèle mathématique. A ces fins, il est nécessaire de procéder par étapes et de bien distinguer les trois entités suivantes : processus, système et modèle.

1. Le **processus** constitue la réalité physique que l'on désire étudier. Par exemple, le comportement dynamique d'une centrale hydroélectrique.
2. La réalité physique est souvent très complexe. Il est alors nécessaire de simplifier ou de limiter le cadre de l'étude en définissant le **système** à étudier. Celui-ci ne comportera que les éléments indispensables à l'étude souhaitée. Il y a donc une phase d'*abstraction* en passant du processus au système à étudier.
3. Une fois le système défini, on essayera de le représenter par des équations algébriques ou différentielles qui constitueront le **modèle** mathématique. Ceci implique un effort de *simplification*.

La **modélisation** comprend l'ensemble des étapes nécessaires à l'élaboration d'un modèle mathématique propre à représenter un processus dans une situation donnée.

- Un modèle mathématique peut s'élaborer à partir des lois physiques régissant le système étudié. Un tel modèle est appelé *modèle de connaissance* ou *modèle physique*.
- Il est également possible d'obtenir un modèle à partir de mesures des entrées et des sorties du système. Un tel modèle est appelé *modèle de représentation* ou *modèle expérimental*. On parle d'**identification** pour désigner cette étape de modélisation.

L'*analyse* comprend l'étude de propriétés du modèle, telles que la stabilité ou l'observabilité des paramètres. La *simulation* représente l'étude du comportement d'un pro-

cessus (physique, abstrait ou hypothétique) par l'étude du comportement d'un modèle mathématique de ce processus.

6.2 Typologie des modèles

Les *systèmes dynamiques à évolution continue*, pour lesquels l'état du système exprimé par les variables indépendantes évolue de façon continue, même s'il est observé de façon échantillonnée, peuvent être classés selon les propriétés du modèle.

1. dynamique \leftrightarrow statique Un modèle est **dynamique** si sa sortie au temps présent dépend non seulement de l'entrée présente mais aussi des entrées passées (mémoire). Par opposition, la réponse d'un modèle **statique** à une entrée est instantanée.
2. monovarié \leftrightarrow multivarié Un modèle qui possède une seule entrée *et* une seule sortie est dit **monovarié**. Dans le cas contraire, on parle d'un modèle **multivarié**.
3. déterministe \leftrightarrow stochastique Un modèle est **déterministe** si les sorties futures peuvent être complètement déterminées à partir de l'état actuel et des entrées futures. Dans un modèle **stochastique** on peut tout au plus associer une probabilité aux sorties du modèle.
4. à paramètres localisés \leftrightarrow répartis Un modèle physique est un assemblage d'éléments reliés les uns aux autres de façon à former une entité. Dans un système à paramètres localisés, une entrée appliquée est transmise instantanément à tout élément. Si l'entrée se propage avec une certaine célérité à travers les éléments du système, on parle d'un système à paramètres répartis.
Un modèle dynamique à **paramètres localisés** est généralement décrit par des équations différentielles ordinaires indiquant une dépendance temporelle. Si le modèle dynamique est décrit par des équations différentielles aux dérivées partielles avec des dépendances temporelle et spatiale, il est dit à **paramètres répartis**.
5. linéaire \leftrightarrow non linéaire Un modèle est **linéaire** si le principe de superposition, défini par les propriétés d'additivité et d'homogénéité, lui est applicable.
6. causal \leftrightarrow anti-causal Un modèle **causal** est un modèle dont la réponse ne précède pas la variation de l'entrée. Tous les systèmes physiques réels sont nécessairement causals.
7. stationnaire \leftrightarrow non stationnaire Un modèle dont la structure et les paramètres (et non pas les entrées et sorties !) ne varient pas avec le temps est appelé **stationnaire**.

6.3 Conventions d'écriture

En raison de la multitude de domaines scientifiques qui sont abordés, les symboles littéraires utilisés ne sont pas sans poser des problèmes si l'on considère le nombre de

grandeurs et d'unités à représenter, dont certaines doivent en plus pouvoir se différencier en grandeurs scalaires, complexes ou vectorielles. Une première distinction est introduite par le choix des caractères :

- les symboles des grandeurs sont en principe en caractères *italiques*.
- les symboles des unités, des nombres et des opérateurs mathématiques sont imprimés en caractères romains (droits).

Une deuxième distinction est utilisée, dans toute la mesure du possible, pour les grandeurs dans le temps : les **valeurs instantanées** sont représentés par des lettres minuscules (exemple : q) et les **valeurs moyennes** (obtenues par intégration) sont représentées par des lettres majuscules (exemple : Q). Cette règle ne peut pas être systématiquement suivie, certains risques de confusion proscrivant parfois l'emploi d'une notation minuscule (exemple : la pression p), ou d'une notation majuscule (exemple : la puissance P).

Le caractère **complexe** d'une grandeur (écriture symbolique des phénomènes sinusoïdaux et des grandeurs associées) est exprimé en soulignant le symbole (exemple : \underline{q} , \underline{p} , $\underline{x} = x e^{i\theta}$).

Le caractère **vectoriel** d'une grandeur est indiqué en utilisant des lettres italiques en caractères gras (exemple : \mathbf{Q}). Dans d'autres situations, on dénote usuellement le caractère vectoriel en plaçant une flèche au dessus du symbole ordinaire (exemple : \vec{Q}).

Les conventions de la norme CEI et les conventions du Laboratoire de Machines Hydrauliques de l'EPFL sont suivies dans la mesure du possible.

Chapitre 7

Equations fondamentales

7.1 Introduction

Contrairement aux systèmes discrets formés d'un ensemble de masses ponctuelles reliées entre elles par des ressorts et des amortisseurs discrets, les systèmes continus sont composés de masses réparties et déformables, ainsi que d'éléments élastiques et dissipatifs continus et liés en général directement aux propriétés constitutives des masses associées. Une installation hydroélectrique est un exemple d'un système continu. Une perturbation appliquée au fluide se propage à travers le système avec une vitesse finie, due à la compressibilité du fluide et des conduites.

Une analyse qui prend en compte ce phénomène de propagation d'onde est appelée *analyse en paramètres répartis*, tandis que l'analyse d'un système discret est connue sous le nom d'*analyse en paramètres localisés*. On retrouve les deux types d'analyse dans plusieurs domaines : mécanique, électrique, hydraulique, acoustique, électromagnétique, ... [84, 96, 94]

7.2 Développement des équations fondamentales

7.2.1 Généralités

Pour les installations hydroélectriques et les réseaux hydrauliques, une analyse en paramètres répartis s'impose pour déduire un modèle mathématique adéquat. Puisque les dimensions transversales sont faibles par rapport à la longueur et par rapport à la longueur d'ondes hydroacoustiques, on suppose un écoulement monodimensionnel :

- la direction de l'écoulement est normale aux sections d'entrée et sortie du système,
- toutes les caractéristiques intensives, la vitesse incluse, sont uniformes pour les sections d'entrée et de sortie considérées.

Afin de pouvoir décrire les phénomènes transitoires, on considère le liquide comme un enchaînement de tranches infinitésimalement minces.

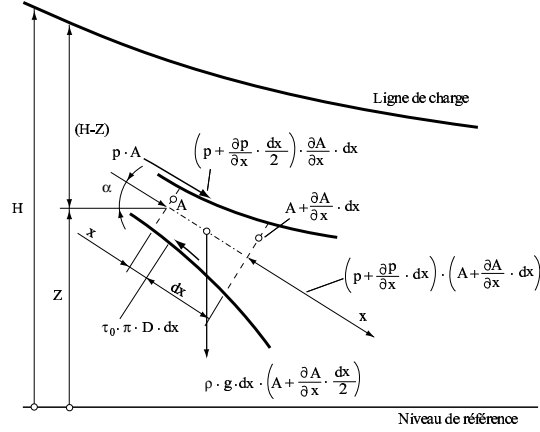


FIG. 7.1 – Quantité de mouvement

7.2.2 L'équation de la quantité de mouvement

L'équation de la quantité de mouvement établit le bilan des forces s'appliquant sur le volume de contrôle contenu dans un élément de conduite rectiligne (figure 7.1) : forces d'inertie, force de masse (pesanteur), forces de pression et forces de frottement visqueux.

Afin de pouvoir appliquer la seconde loi de Newton, on isole une tranche de fluide ayant une largeur infinitésimale δx , dont la vitesse peut être caractérisée par une valeur unique $C(x, t)$ (célérité infinie au sein d'une telle tranche). Ceci implique que seul le gradient des forces $\partial/\partial x$ doit être pris en considération. L'accélération globale de cette tranche reste fonction de la position et du temps ; elle est exprimée par la dérivée totale de la vitesse.

$$pA - \left[pA + \frac{\partial(pA)}{\partial x} \delta x \right] + \left[p + \frac{\partial p \delta x}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial x} \delta x \right] + \rho g \delta x \left[A + \frac{\partial A \delta x}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \right] \sin \alpha - \tau_0 P \delta x = \rho \delta x \left[A + \frac{\partial A \delta x}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \right] \frac{dC}{dt} \quad (7.1)$$

τ_0 est la contrainte visqueuse, α est l'angle de la conduite défini par $\sin \alpha = -\partial Z/\partial x$ et P est le périmètre mouillé ($P = \pi D$ pour une conduite cylindrique). En négligeant les termes du second ordre et en réarrangeant des termes, cette équation se réduit à

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - g \sin \alpha + \frac{4\tau_0}{\rho D} + \frac{dC}{dt} = 0 \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-2}] \quad (7.2)$$

Admettons un coefficient de perte de charge λ stationnaire, selon la définition de Darcy-Weisbach tel que

$$\tau_0 = \frac{\rho \lambda C^2}{8} \quad [\text{Pa}] \quad (7.3)$$

L'hypothèse de pertes stationnaires peut ne plus être justifiée lorsque l'écoulement présente de fortes variations du débit-volume [124, 113, 116, 117] et lorsque l'interaction du fluide et de la structure jouent un rôle non négligeable [122, 29, 121].

Puisque la vitesse est à la fois fonction du temps et de la position, on a $\frac{dC}{dt} = C \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial C}{\partial t}$, et en portant (7.3) dans (7.2) on obtient

$$C \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - g \sin \alpha + \frac{\lambda}{2D} C |C| = 0 \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-2}] \quad (7.4)$$

Le module de la vitesse $|C|$ est introduit pour assurer que la force de friction soit opposée au sens de l'écoulement.

7.2.3 L'équation de continuité

Considérons un tronçon de conduite d'une longueur δx . On suppose que la pression du fluide augmente selon x , ainsi que le diamètre de la conduite (figure 7.2). En physique, cette convention est utilisée de manière standard et évite d'avoir des problèmes de signe plus tard. On suppose également qu'en tout temps et en tout lieu, la possibilité de rupture de la colonne de liquide est exclue, donc $p(x, t) > p_v$.

Exprimons la continuité de l'écoulement dans le tronçon de conduite. Le bilan entre la masse entrant et sortant par unité de temps, doit être égal au changement de masse par unité de temps

$$\rho AC - \left[\rho AC + \frac{\partial(\rho AC)}{\partial t} \delta x \right] = \frac{\partial(\rho A \delta x)}{\partial t} \quad [\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (7.5)$$

d'où

$$\frac{\partial(\rho AC)}{\partial x} = - \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} \quad [\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (7.6)$$

qui s'explique en

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{1}{\rho C} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{AC} \frac{\partial A}{\partial t} = 0 \quad [\text{m}^{-1}] \quad (7.7)$$

En remarquant que

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} C + \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \quad \text{et} \quad \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{1}{A} \left(\frac{\partial A}{\partial x} C + \frac{\partial A}{\partial t} \right) \quad (7.8)$$

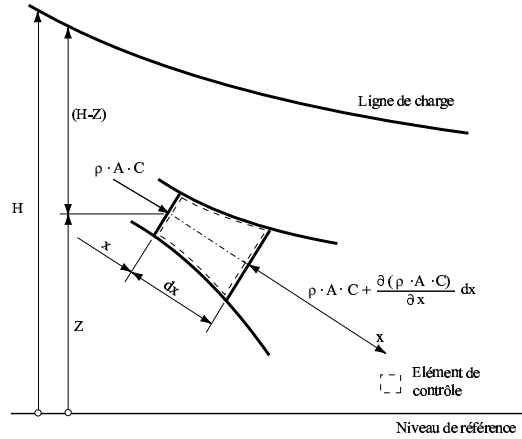


FIG. 7.2 – Continuité

L'équation (7.7) se simplifie en

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} + \frac{\partial C}{\partial x} = 0 \quad [\text{s}^{-1}] \quad (7.9)$$

Exprimons maintenant ce qui se passe du point de vue de l'analyse des contraintes et déformations. Le terme $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt}$ prend en compte la compressibilité du fluide et $\frac{1}{A} \frac{dA}{dt}$ l'élasticité transversale de la conduite. On suppose que la conduite est construite avec des joints de dilatation ce qui permet une déformation longitudinale libre. Mathématiquement, cette contrainte longitudinale s'écrit $\sigma = 0$. Si on suppose que les déformations sont petites et proportionnelles aux contraintes, on peut écrire selon la loi de Hooke :

- pour le *fluide* supposé barotrope $\rho = \rho(p)$, la définition du module d'élasticité E d'un fluide permet d'écrire

$$dp = E_{\text{eau}} \frac{d\rho}{\rho} \quad [\text{Pa}] \quad (7.10)$$

et donc

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{E_{\text{eau}}} \frac{dp}{dt} \quad [\text{s}^{-1}] \quad (7.11)$$

- pour la *conduite*, la contrainte latérale s'écrit

$$\sigma = E_c \frac{dR}{R} \quad [\text{N} \cdot \text{m}^{-2}] \quad (7.12)$$

et le changement de l'aire de la conduite par unité de temps

$$\frac{dA}{dt} = 2\pi R \frac{dR}{dt} = \frac{2\pi R^2}{E_c} \frac{d\sigma}{dt} \quad [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (7.13)$$

Selon la théorie de résistance des matériaux, la contrainte latérale pour une conduite à paroi mince est

$$\sigma = \frac{pD}{2e} \quad \text{et donc} \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{D}{2e} \frac{dp}{dt} \quad (7.14)$$

Enfin, on arrive à

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{D}{eE_c} \frac{dp}{dt} \quad [\text{s}^{-1}] \quad (7.15)$$

En portant (7.9) et (7.11) dans (7.15), on obtient

$$\frac{\partial C}{\partial x} + \left(\frac{1}{E_{\text{eau}}} + \frac{D}{eE_c} \right) \frac{dp}{dt} = 0 \quad [\text{s}^{-1}] \quad (7.16)$$

On peut également écrire cette équation comme

$$\rho a^2 \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{dp}{dt} = 0 \quad [\text{kg} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (7.17)$$

avec

$$a = \sqrt{\frac{1}{\rho \left(\frac{1}{E_{\text{eau}}} + \frac{D}{eE_c} \right)}} \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (7.18)$$

Nous avons supposé une dilatation longitudinale libre de la conduite. Pour d'autres types d'ancrage, un coefficient est introduit qui multiplie le terme $D/(eE_c)$ [123, 34]. On verra plus loin que a représente la célérité d'onde.

$dp/dt = C(\partial p/\partial x) + \partial p/\partial t$, puisque la pression est à la fois fonction du temps et de la position. L'équation (7.17) devient

$$\rho a^2 \frac{\partial C}{\partial x} + C \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad [\text{kg} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (7.19)$$

7.3 Célérité d'onde

Il existe plusieurs méthodes pour calculer la vitesse de propagation des ondes dans un fluide. Pour simplifier, la célérité est calculée en examinant ce qui se passe dans l'installation en figure 7.3. Cette approche physique est plutôt élémentaire. Des approches

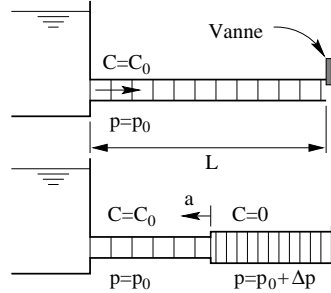


FIG. 7.3 – Célérité d'une onde

plus rigoureuses, tenant compte de l'influence de l'air dissous dans le fluide, rugosité, épaisseur ou type d'ancrage de la conduite, peuvent être trouvées dans [72, 89, 123, 34].

Reprenons d'abord l'équation de quantité de mouvement (7.4). Le célérité d'onde dans l'eau dans des installations ou machines standards est de l'ordre de 1000 m/s à 1400 m/s, ce qui est de 100 à 1000 fois plus élevé que la vitesse de l'écoulement. La distance δx que l'onde parcourt (direction réservoir) en un temps δt est

$$\delta x = (a - C)\delta t \approx a \delta t \quad [\text{m}] \quad (7.20)$$

en négligeant la vitesse d'écoulement par rapport à la célérité. Ceci implique que $\partial C/\partial x$ est négligeable devant $\partial C/\partial t$. En plus, si l'on suppose que les pertes par frottements dans la conduite sont négligeables et que la conduite est horizontale, l'équation (7.4) résulte en

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-2}] \quad (7.21)$$

Pour la manœuvre de fermeture instantanée, le changement de pression et le changement de vitesse sont des fonctions de type échelon, ce qui nous permet d'écrire ((7.20) et (7.21))

$$\Delta p = -\rho a \Delta C \quad [\text{Pa}] \quad (7.22)$$

Après la fermeture instantanée de la vanne au bout de la conduite (figure 7.3), l'augmentation de la pression entraînera une dilatation radiale ($\leftrightarrow \Delta A$) et longitudinale Δs de la conduite, dépendant de son ancrage. On peut supposer que la conduite s'allonge de Δs en ℓ/a secondes, le temps nécessaire pour la perturbation d'atteindre le réservoir, soit avec une vitesse de $a \Delta s/\ell$. Par conséquent, la vitesse du fluide immédiatement devant la vanne a changé de $\Delta C = a \Delta s/\ell - C_0$, ou C_0 est la vitesse permanente initiale dans la conduite (vanne complètement ouverte). Pendant les ℓ/a secondes après la fermeture

de la vanne, une masse d'eau de $\rho A C_0 \ell/a$ [kg] est entrée dans la conduite. Le principe de la conservation de la masse permet alors d'écrire

$$\rho A C_0 \frac{\ell}{a} = \rho \ell \Delta A + \rho A \Delta s + \ell A \Delta \rho \quad [\text{kg}] \quad (7.23)$$

C_0 peut être éliminé en utilisant $\Delta C = a \Delta s/\ell - C_0$, ce qui simplifie l'équation précédente

$$-\frac{\Delta C}{a} = \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad [1] \quad (7.24)$$

L'équation (7.22) permet d'éliminer ΔC

$$a^2 = \frac{\frac{\Delta p}{\rho}}{\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta \rho}{\rho}} \quad [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}] \quad (7.25)$$

En substituant (7.11) et (7.15) dans cette équation, on retrouve l'expression (7.18) pour la célérité.

$$a = \sqrt{\frac{1}{\rho \left(\frac{1}{E_{\text{eau}}} + \frac{D}{e E_c} \right)}} \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (7.26)$$

7.4 Méthodes d'analyse

Toutes les méthodes d'analyse des écoulements non stationnaires utilisent comme bases mathématiques de départ l'équation dynamique, l'équation de continuité ainsi que des équations d'état et diverses relations entre d'autres grandeurs relatives au phénomène physique.

A partir de ces équations, chaque méthode emploie différentes hypothèses simplificatrices et/ou différentes procédures de résolution, telle que analytique, graphique, numérique, ... Les méthodes les plus connues sont

1. Méthode arithmétique (méthode d'Allievi)
2. Méthode graphique (méthode de Schnyder-Bergeron)
3. Méthode des caractéristiques
4. Méthode algébrique
5. Méthode des matrices de transfert
6. Méthode des impédances

A l'heure actuelle, les méthodes d'analyse numérique (points 3 et 5) sont le plus souvent mises en œuvre, vu la disponibilité et les performances toujours plus croissantes des ordinateurs.

Analyse dans le domaine temporel

Dans les méthodes 1 à 4 de l'énumération précédente, les équations différentielles aux dérivées partielles qui régissent l'écoulement transitoire sont converties en équations différentielles ordinaires. Ensuite, elles sont résolues à l'aide de la technique des différences finies. Des pertes non linéaires, ainsi que des conditions limites non linéaires peuvent être prises en compte dans ces méthodes d'analyse.

Afin d'analyser des écoulements d'oscillations établis, une perturbation périodique est appliquée et la réponse du système est analysée. Les amplitudes de la pression et le débit-volume dynamique sont déterminés après que le régime transitoire initial a disparu. Le processus de convergence est relativement lent et demande par conséquent un temps de calcul important. Cela défavorise l'application de ces méthodes pour des analyses générales du comportement dynamique du système dans une large plage de fréquences. L'avantage principal concerne la possibilité d'inclure des relations non linéaires dans l'analyse.

Analyse dans le domaine fréquentiel

En supposant une variation sinusoïdale de la pression et du débit-volume, les équations fondamentales dans le domaine temporel sont converties dans le domaine fréquentiel. Le terme des pertes ainsi que les conditions limites non linéaires sont linéarisés. Si les amplitudes des oscillations sont petites, l'erreur introduite par la linéarisation est négligeable.

Une perturbation appliquée au système est décomposée en ses harmoniques par une analyse de Fourier. Chaque harmonique est analysé séparément. Puisque toutes les relations sont linéaires, la réponse totale du système est obtenue par superposition des réponses individuelles à chaque harmonique.

Comme les réponses fréquentielles sont calculées directement, le temps de calcul nécessaire pour l'analyse reste raisonnable. Cette approche est donc particulièrement adaptée pour réaliser des analyses générales.

Nous reviendrons sur deux méthodes d'analyse qui sont basées sur cette approche dans la section 9.4.

Chapitre 8

Régimes d'oscillations établis : systèmes continus

8.1 Mise en équation [19, 34, 104, 123, 77, 88]

8.1.1 Terminologie

Pour un écoulement périodique, une grandeur instantanée peut être exprimée comme la somme de sa valeur moyenne et d'un composant fluctuant. Ainsi, le débit-volume instantané Q et la pression instantanée p s'écrivent

$$Q = Q_0 + \tilde{q} \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.1)$$

$$p = p_0 + \tilde{p} \quad [\text{Pa}] \quad (8.2)$$

La pression acoustique \tilde{p} et le débit-volume acoustique \tilde{q} sont fonctions du temps t et de l'emplacement x .

Nous supposons que les grandeurs du champ acoustique \tilde{p} et \tilde{q} varient sinusoïdalement dans le temps (et par conséquent également dans l'espace [94]) :

$$\tilde{q}(x, t) = \Re(\underline{q}(x)e^{j\omega t}) \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.3)$$

$$\tilde{p}(x, t) = \Re(\underline{p}(x)e^{j\omega t}) \quad [\text{Pa}] \quad (8.4)$$

où $\underline{p}(x)$ et $\underline{q}(x)$ sont des variables complexes, fonction de x . $\Re(\underline{z})$ dénote la partie réelle et $\Im(\underline{z})$ la partie imaginaire d'un nombre complexe \underline{z} .

L'intérêt des phénomènes sinusoïdaux est qu'ils sont les réponses libres des systèmes linéaires, et que toute fonction physique est décomposable en ce type de phénomènes.

8.1.2 Dérivation des équations fondamentales simplifiées

Considérons une conduite à caractéristique unique, c'est à dire de section constante, et ayant une épaisseur de paroi constante constituée d'un matériau homogène. Dans la dérivation des équations, cette conduite est traitée comme un système à paramètres

répartis et le terme de pertes par frottement sera linéarisé. Reprenons les équations de continuité (7.19) et de quantité de mouvement (7.4)

$$\rho a^2 \frac{\partial C}{\partial x} + C \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad [\text{kg} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{m}^{-1}]$$

$$C \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - g \sin \alpha + \frac{\lambda}{2D} C |C| = 0 \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-2}]$$

La distance δx qu'une onde parcourt en un temps δt est $\delta x = (a \pm C)\delta t \approx a\delta t$ si la vitesse d'écoulement est petite par rapport à la célérité a . Ceci implique que le terme $C \partial C / \partial x$ est $\approx a/C$ fois moins grand que $\partial C / \partial t$ et peut donc être négligé. Par la même argumentation, $C \partial p / \partial x$ est négligeable par rapport à $\partial p / \partial t$. Les équations fondamentales se simplifient pour une conduite horizontale, de section constante ($Q = AC$)

$$\frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{A}{\rho a^2} \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\rho}{A} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\rho \lambda}{2DA^2} Q |Q| = 0 \quad [\text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}] \quad (8.6)$$

8.1.3 Linéarisation du terme de pertes par frottement

Le débit-volume moyen et la pression moyenne sont constants dans le temps, ce qui implique $\partial Q_0 / \partial t = 0$ et $\partial p_0 / \partial t = 0$. De même, le débit-volume moyen est constant le long de la conduite, ou encore $\partial Q_0 / \partial x = 0$ pour une conduite de diamètre constant. Selon les équations (8.1) et (8.2), nous avons

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial \tilde{q}}{\partial t}, \quad \frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x}, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t}, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} \quad (8.7)$$

Les pertes par frottement sont prises en compte : $\frac{\partial p_0}{\partial x} \neq 0$. Dans l'équation (8.6), λ n'est pas tout à fait constant, puisque il dépend du nombre de Reynolds et donc du débit-volume. Or, $\lambda Q |Q|$ peut être écrit comme $\lambda_0 Q^n$, où λ_0 est une constante et n est compris entre 1.75 et 2.0 [34]. Pour un écoulement turbulent

$$\frac{\partial p_0}{\partial x} = -\frac{\rho \lambda_0 Q^n}{2DA^2} \quad [\text{Pa} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (8.8)$$

Le terme Q peut être développé comme suit (série de Taylor)

$$Q^n = (Q_0 + \tilde{q})^n \approx Q_0^n + nQ_0^{n-1}\tilde{q} \quad (8.9)$$

Les équations fondamentales s'écrivent alors

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \frac{\rho a^2}{A} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x} = 0 \quad [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.10)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \frac{\rho}{A} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} + \frac{\rho \lambda_0 n Q_0^{n-1}}{2DA^2} \tilde{q} = 0 \quad [\text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}] \quad (8.11)$$

On écrira $R'_a = \frac{\rho \lambda_0 n Q_0^{n-1}}{2DA^2}$, la résistance acoustique linéique linéarisée, que l'on retrouvera dans le paragraphe 9.1.5. Pour un écoulement laminaire $R'_a = \frac{32\nu\rho}{D^2A}$ où ν est la viscosité cinématique [19, 34].

8.1.4 Equation de propagation d'ondes longitudinales dans un milieu dissipatif

Les équations fondamentales linéarisées peuvent être résolues avec la technique de la séparation des variables. Le paramètre \tilde{p} est éliminé de (8.10) et (8.11), ce qui donne l'équation de propagation d'ondes longitudinales monodimensionnelles

$$\frac{\partial^2 \tilde{q}(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \tilde{q}(x, t)}{\partial t^2} + \frac{R'_a A}{\rho a^2} \frac{\partial \tilde{q}(x, t)}{\partial t} \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.12)$$

En supposant une variation sinusoïdale de $\tilde{q}(x, t)$ (8.3), l'équation (8.12) devient

$$\frac{d^2 \underline{q}(x)}{dx^2} - \underline{k}^2 \underline{q}(x) = 0 \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.13)$$

avec

$$\underline{k}^2 = -\frac{\omega^2}{a^2} + \frac{j\omega R'_a A}{\rho a^2} \quad [\text{m}^{-1}] \quad (8.14)$$

De manière similaire, les équations régissant la pression sont obtenues en éliminant le paramètre \tilde{q} de (8.10) et (8.11).

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \tilde{p}(x, t)}{\partial t^2} + \frac{R'_a A}{\rho a^2} \frac{\partial \tilde{p}(x, t)}{\partial t} \quad [\text{Pa} \cdot \text{m}^{-2}] \quad (8.15)$$

En supposant une variation sinusoïdale de $\tilde{p}(x, t)$, on arrive à

$$\frac{d^2 \underline{p}(x)}{dx^2} - \underline{k}^2 \underline{p}(x) = 0 \quad [\text{Pa} \cdot \text{m}^{-2}] \quad (8.16)$$

8.1.5 Equation de propagation d'ondes longitudinales dans un milieu non dissipatif

Pour un milieu non dissipatif, les équations du paragraphe précédent se simplifient à la formulation d'Alembert

$$\frac{\partial^2 \tilde{q}(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \tilde{q}(x, t)}{\partial t^2} = 0 \quad \frac{\partial^2 \tilde{p}(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \tilde{p}(x, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (8.17)$$

En supposant des ondes sinusoïdales (8.3), (8.4), nous obtenons les équations de Helmholtz

$$\frac{d^2 \underline{q}(x)}{dx^2} + \frac{\omega^2}{a^2} \underline{q}(x) = 0 \quad \frac{d^2 \underline{p}(x)}{dx^2} + \frac{\omega^2}{a^2} \underline{p}(x) = 0 \quad (8.18)$$

8.2 Résolution de l'équation de propagation d'ondes longitudinales

8.2.1 Résolution de l'équation dans un milieu dissipatif

La relation entre les états vibratoires en deux sections séparées d'une longueur l d'une conduite rectiligne peut être exprimée en fonction des fluctuations de pression et de débit-volume à ces endroits.

La solution de l'équation de propagation d'ondes (8.13) s'écrit

$$\underline{q}(x) = \underline{c}_1 \sinh \underline{k}x + \underline{c}_2 \cosh \underline{k}x \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.19)$$

dans laquelle \underline{c}_1 et \underline{c}_2 sont des constantes arbitraires.

De manière similaire, on suppose une variation sinusoïdale de $\tilde{p}(x, t)$. En substituant (8.3), (8.4) et (8.19) dans l'équation (8.10) et en résolvant pour $\underline{p}(x)$, nous obtenons

$$\underline{p}(x) = -\frac{\rho a^2 \underline{k}}{j\omega A} (\underline{c}_1 \cosh \underline{k}x + \underline{c}_2 \sinh \underline{k}x) \quad [\text{Pa}] \quad (8.20)$$

Pour la section $x = 0$, les fluctuations hydrauliques sont notées $\underline{p}(x = 0) \equiv \underline{p}_1$ et $\underline{q}(x = 0) \equiv \underline{q}_1$. Les constantes \underline{c}_1 et \underline{c}_2 peuvent être calculées à partir des équations (8.19) et (8.20)

$$\underline{c}_1 = -\frac{j\omega A}{\rho a^2 \underline{k}} \underline{p}_1 \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.21)$$

$$\underline{c}_2 = \underline{q}_1 \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.22)$$

Pour la deuxième section (à $x = \ell$) nous avons $\underline{p}(x = \ell) \equiv \underline{p}_2$ et $\underline{q}(x = \ell) \equiv \underline{q}_2$. La substitution de ces valeurs et de \underline{c}_1 et \underline{c}_2 dans les équations (8.19) et (8.20) donne

$$\underline{p}_2 = (\cosh \underline{k}\ell) \underline{p}_1 - \underline{Z}_{ac} (\sinh \underline{k}\ell) \underline{q}_1 \quad [\text{Pa}] \quad (8.23)$$

$$\underline{q}_2 = -\frac{1}{\underline{Z}_{ac}} (\sinh \underline{k}\ell) \underline{p}_1 + (\cosh \underline{k}\ell) \underline{q}_1 \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (8.24)$$

dans lesquelles l'impédance caractéristique $\underline{Z}_{ac} = \frac{\rho k a^2}{j\omega A}$. On remarque que \underline{Z}_{ac} et \underline{k} sont des grandeurs complexes dans un milieu dissipatif.

Écriture matricielle

La relation entre les états vibratoires en deux sections séparées d'une longueur l peut être exprimée sous forme matricielle. À partir de (8.23) et (8.24) on obtient

$$\begin{bmatrix} \underline{p}_2 \\ \underline{q}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \underline{k}\ell & -\underline{Z}_{ac} \sinh \underline{k}\ell \\ -\frac{1}{\underline{Z}_{ac}} \sinh \underline{k}\ell & \cosh \underline{k}\ell \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{p}_1 \\ \underline{q}_1 \end{bmatrix} \quad (8.25)$$

8.2.2 Résolution de l'équation dans un milieu non dissipatif

Écriture matricielle

Si les pertes par frottement sont négligeables ($\lambda_0 = 0$ et donc $R'_a = 0$ dans (8.13)), la matrice se simplifie puisque $\cosh \alpha = \cos j\alpha$ et $\sinh \alpha = -j \sin j\alpha$.

$$\begin{bmatrix} \underline{p}_2 \\ \underline{q}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\omega \ell}{a} & -j \underline{Z}_{ac} \sin \frac{\omega \ell}{a} \\ -\frac{j}{\underline{Z}_{ac}} \sin \frac{\omega \ell}{a} & \cos \frac{\omega \ell}{a} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{p}_1 \\ \underline{q}_1 \end{bmatrix} \quad (8.26)$$

avec l'impédance caractéristique $\underline{Z}_{ac} = \rho a / A$, à laquelle une interprétation physique est donnée dans le paragraphe 8.3.1. L'expression (8.26) exprime la relation entre les vecteurs d'état de deux sections d'une conduite.

Écriture exponentielle

Les équations (8.26) peuvent être réécrites

$$\begin{cases} \underline{p}_2 = \frac{1}{2} (\underline{p}_1 + \underline{Z}_{ac} \underline{q}_1) e^{-jk\ell} + \frac{1}{2} (\underline{p}_1 - \underline{Z}_{ac} \underline{q}_1) e^{jk\ell} \\ \underline{q}_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\underline{Z}_{ac}} \underline{p}_1 + \underline{q}_1 \right) e^{-jk\ell} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\underline{Z}_{ac}} \underline{p}_1 - \underline{q}_1 \right) e^{jk\ell} \end{cases} \quad (8.27)$$

avec $k = \omega / a$ le nombre d'ondes.

8.2.3 Interprétation physique

De manière plus générale, les expressions exponentielles (8.27) permettent d'exprimer une fluctuation hydroacoustique en termes d'une onde progressive $\underline{p}_+(x)$ et d'une onde rétrograde $\underline{p}_-(x)$

$$\begin{cases} \underline{p}(x) = \underline{p}_{+o} e^{-jkx} + \underline{p}_{-o} e^{jkx} = \underline{p}_+(x) + \underline{p}_-(x) \\ \underline{q}(x) = \frac{1}{\underline{Z}_{ac}} (\underline{p}_{+o} e^{-jkx} - \underline{p}_{-o} e^{jkx}) = \frac{1}{\underline{Z}_{ac}} (\underline{p}_+(x) - \underline{p}_-(x)) \end{cases} \quad (8.28)$$

\underline{p}_{+o} et \underline{p}_{-o} sont des grandeurs complexes qui représentent l'amplitude et les phases relatives des ondes progressives et rétrogrades à l'origine des coordonnées. $\underline{p}_+(x)$ et $\underline{p}_-(x)$ ont la dimension de pressions. Leurs valeurs peuvent être évaluées à partir des conditions limites, ou de mesures de pressions dynamiques comme présenté dans §18.2.4.

On remarque que la solution (par exemple pour la pression) $\tilde{p}(x, t) = \Re(\underline{p}(x) e^{j\omega t})$ est une forme particulière d'ondes planes, notamment des ondes *sinusoïdales*, de la solution générale de l'équation d'Alembert (8.17) qui s'écrit [77, 88] : $\tilde{p}(x, t) = \tilde{p}_+(t - \frac{x}{a}) + \tilde{p}_-(t + \frac{x}{a})$. Cette dernière équation exprime qu'une solution générale peut être écrite comme une superposition d'une onde progressive et une onde rétrograde.

8.3 Réflexion et transmission des ondes

8.3.1 Impédance hydroacoustique caractéristique

L'impédance hydroacoustique caractéristique est une grandeur fondamentale. Nous détaillons sa signification dans un milieu d'ondes progressives.

En absence de pertes par frottement, la substitution de (8.4) et (8.3) dans l'équation (8.11) donne

$$\frac{\partial}{\partial x} \Re \{ \underline{p}(x) e^{j\omega t} \} + \frac{\rho}{A} \frac{\partial}{\partial t} \Re \{ \underline{q}(x) e^{j\omega t} \} = 0 \quad (8.29)$$

Puisque l'opérateur \Re peut être commuté avec les opérateurs différentiels, il découle

$$\Re \left\{ \left(\frac{d\underline{p}(x)}{dx} + j\omega \frac{\rho}{A} \underline{q}(x) \right) e^{j\omega t} \right\} = 0 \quad (8.30)$$

Cette équation ne peut être satisfaite en tout temps que si

$$\frac{d\underline{p}(x)}{dx} + j\omega \frac{\rho}{A} \underline{q}(x) = 0 \quad [\text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}] \quad (8.31)$$

Le débit-volume complexe peut donc être obtenu directement du gradient de la pression complexe par rapport à x .

Dans le cas d'une onde progressive unique (par exemple dans un système sans réflexions) $\underline{p}(x) \equiv \underline{p}_+(x) = \underline{p}_{+o} e^{-jkx}$ ou d'une onde rétrograde unique $\underline{p}(x) \equiv \underline{p}_-(x) = \underline{p}_{-o} e^{jkx}$, on calcule facilement

$$\underline{q}_{+o} = \frac{A}{\rho a} \underline{p}_{+o} = \frac{\underline{p}_{+o}}{Z_{ac}} \quad \text{et} \quad \underline{q}_{-o} = -\frac{A}{\rho a} \underline{p}_{-o} = -\frac{\underline{p}_{-o}}{Z_{ac}} \quad (8.32)$$

Cette équation exprime que la fluctuation de débit-volume et la fluctuation de pression sont en phase et que leurs amplitudes sont dans le rapport $1/Z_{ac}$. La valeur de Z_{ac} est caractéristique du milieu, y compris la conduite, dans laquelle l'onde se propage. Z_{ac} , étant une grandeur réelle pour un milieu non dissipatif, est appelée l'*impédance hydroacoustique caractéristique*.

$$Z_{ac} = \frac{\rho a}{A} \quad [\Omega_a] \quad (8.33)$$

Rappelons que l'équation (8.32) est uniquement valable dans un *milieu non dissipatif* et caractérise une *onde unique*.

8.3.2 Impédances

Nous ne supposons plus maintenant un système sans réflexions (par exemple un tuyau de longueur infinie). Des réflexions partielles ou totales se produisent à chaque fois

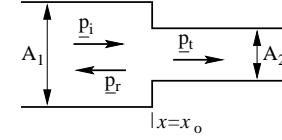


FIG. 8.1 – Transmission et réflexion d'une onde à la jonction de deux tuyaux

qu'une onde rencontre un changement d'impédance sur son chemin. En chaque point du circuit, il y a alors superposition d'ondes progressives et rétrogrades.

Liée à la présence d'ondes réfléchies, la relation entre la pression et le débit-volume est plus complexe que celle de l'équation (8.33). La pression et le débit-volume dynamique ne sont plus proportionnels, et leur rapport varie d'un point à l'autre de la conduite. Le rapport complexe de la pression au débit-volume instantané en un point donné dépend du milieu de propagation et des conditions aux limites. Ce rapport est appelé *impédance hydroacoustique spécifique*.

$$\underline{Z}_a(x) = \frac{\underline{p}(x)}{\underline{q}(x)} = \frac{\rho a \underline{p}_{+o} e^{-jkx} + \underline{p}_{-o} e^{jkx}}{A \underline{p}_{+o} e^{-jkx} - \underline{p}_{-o} e^{jkx}} \quad [\Omega_a] \quad (8.34)$$

Si $\underline{p}(x)$ et $\underline{q}(x)$ représentent des phaseurs, c'est à dire des vecteurs tournants dans le plan complexe, l'impédance est en revanche un vecteur fixe du plan complexe.

Pour des ondes planes dans une conduite, l'impédance $\underline{Z}_a(x_2)$ à l'endroit x_2 peut être calculée à partir de la connaissance de l'impédance $\underline{Z}_a(x_1)$. Des équations matricielles de propagation (8.26), en l'absence de frottements et d'amortissement, on tire pour une conduite uniforme et rectiligne

$$\underline{Z}_a(x_2) = Z_{ac} \frac{\frac{\underline{Z}_a(x_1)}{Z_{ac}} - j \tan k(x_2 - x_1)}{1 - j \frac{\underline{Z}_a(x_1)}{Z_{ac}} \tan k(x_2 - x_1)} \quad [\Omega_a] \quad (8.35)$$

L'impédance est unique à tout endroit d'un système hydraulique. Ceci permet de l'exprimer en fonction des caractéristiques dynamiques de la partie du système se trouvant en amont et se trouvant en aval de l'endroit considéré. L'exemple de la figure 8.1 montre une onde incidente qui est partiellement réfléchie et partiellement transmise au niveau du changement d'impédance. Nous pouvons écrire

$$\underline{Z}_a(x_0) = \frac{\underline{p}_i(x_0) + \underline{p}_r(x_0)}{\underline{q}_i(x_0) + \underline{q}_r(x_0)} = \frac{\underline{p}_t(x_0)}{\underline{q}_t(x_0)} \quad [\Omega_a] \quad (8.36)$$

Ceci est également applicable pour des systèmes mécano-acoustiques, comme illustré dans la section 18.3.4. La notion générale d'impédance en chaque point d'un système

dynamique est définie comme le rapport d'une grandeur *agissante* ou *active* (force, pression, force électromotrice, ...) à une grandeur *agie* ou *réactive* (vitesse, débit, intensité électrique, ...). A partir de cela on définit

- l'*impédance hydroacoustique*, ou rapport complexe $\underline{Z}_a = \underline{p}/\underline{q} = \underline{p}/A\underline{C}$ de la pression au flux de vitesse \underline{C} à travers une surface A ,
- l'*impédance mécanique*, ou rapport complexe $\underline{Z}_m = \underline{p}A/\underline{C}$ de la force $\underline{p}A$ créée par la pression sur une surface A à la vitesse \underline{C} .

Les deux types d'impédances sont liées par l'expression

$$\underline{Z}_a = \frac{\underline{p}}{\underline{q}} = \frac{\underline{F}/A}{\underline{C}A} = \frac{\underline{F}}{\underline{C}A^2} = \frac{\underline{Z}_m}{A^2} \quad [\Omega_a] \quad (8.37)$$

8.3.3 Coefficients de réflexion et de transmission

Un *dioptré* est l'interface séparant deux milieux de propagation différents. Il implique une discontinuité brutale des paramètres de propagation. Pour caractériser le phénomène de réflexion/transmission des ondes, on définit dans le plan du dioptré ($x = x_0$) deux coefficients.

On appelle coefficient de réflexion le rapport complexe des pressions acoustiques réfléchie et incidente (figure 8.1).

$$r = \frac{\underline{p}_r(x_0)}{\underline{p}_i(x_0)} \quad [1] \quad (8.38)$$

Le coefficient de transmission est le rapport des pressions acoustiques transmise et incidente

$$\underline{t} = \frac{\underline{p}_t(x_0)}{\underline{p}_i(x_0)} = \frac{\underline{p}_i(x_0) + \underline{p}_r(x_0)}{\underline{p}_i(x_0)} = 1 + r \quad [1] \quad (8.39)$$

Le coefficient de réflexion est une quantité complexe, on peut la mettre sous la forme

$$r = r e^{i\theta} \quad [1] \quad (8.40)$$

$r = \left| \underline{p}_r(x_0)/\underline{p}_i(x_0) \right|$ est le facteur de réflexion, caractérisant le rapport des amplitudes réfléchies et incidentes. θ représente le déphasage entre l'onde réfléchie et l'onde incidente au niveau du dioptré.

8.3.4 Rapport d'onde stationnaire

Si nous revenons au cas général, en régime sinusoïdal, les équations (8.28) et (8.38) permettent d'écrire ($x_0 = 0$)

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_{io} e^{-jkx} + \underline{p}_{io} r e^{jkx} \quad [\text{Pa}] \quad (8.41)$$

Dans cette expression, l'onde incidente peut être mise en facteur

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_{io} e^{-jkx} (1 + r e^{j(2kx+\theta)}) \quad [\text{Pa}] \quad (8.42)$$

Le phénomène global observé en se déplaçant le long de l'axe des x équivaut donc à l'onde incidente, à condition d'admettre pour celle-ci une amplitude, variable suivant la position, donnée par le terme entre parenthèses dans l'équation (8.42). Cette amplitude passe par deux extrema lorsque l'exponentielle imaginaire vaut -1 ou +1 (figure 8.2). Le rapport s de ces deux extrema est appelé le rapport d'onde stationnaire.

$$s = \frac{1+r}{1-r} \quad [1] \quad (8.43)$$

On voit que lorsqu'il n'y a pas réflexion totale, l'amplitude de l'onde incidente varie entre deux limites, dont la plus basse est supérieure à 0 et la plus haute inférieure à 2. On a un système d'ondulations moins prononcées que dans le cas d'une onde stationnaire pure. Les ventres et les nœuds conservent la même distance relative.

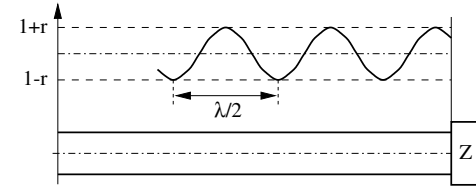


FIG. 8.2 – Rapport d'onde stationnaire

Chapitre 9

Régimes d'oscillations établis : systèmes discrets

9.1 Composants discrets

9.1.1 Introduction

Soit une onde sinusoïdale plane progressive dans un fluide ou un solide. En deux points quelconques distants de ℓ selon la direction de propagation, les phaseurs des grandeurs du champ diffèrent d'un facteur $e^{jk\ell}$. Lorsque ℓ est très petit par rapport à la longueur d'onde, on a $k\ell \ll 1$ et l'exponentielle tend vers l'unité. Par conséquent, les grandeurs du champ aux points considérés, et a fortiori entre ceux-ci, sont égales en valeur instantanée. Tout se passe comme si les temps de propagation étaient nuls ou la célérité infinie.

Un dispositif physique, siège de phénomènes acoustiques, mécaniques ou électromagnétiques, dont les dimensions sont petites par rapport à la longueur d'onde correspondante, est appelé un *système à paramètres localisés*. Ces systèmes peuvent être modélisés par un nombre fini de composants discrets de type inertiel, dissipatif ou capacitif. Les caractéristiques dynamiques sont décrites par des équations différentielles ordinaires.

Les composants utilisés dans le cadre de ce travail sont présentés dans les paragraphes suivantes. Une description plus complète est donnée par [94, 19, 123].

9.1.2 Masse acoustique

Définition

Par analogie avec une masse mécanique, la masse acoustique m_a est définie comme :

$$\tilde{p} = m_a \dot{\tilde{q}} \quad ; \quad \underline{p} = j\omega m_a \underline{q} \quad [\text{Pa}] \quad (9.1)$$

avec $m_a = m/A^2$. Une masse acoustique m_a [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-4}$] est le composant idéal délimitant une portion de fluide en mouvement oscillatoire et se comportant comme un solide

indéformable. Cela revient à supposer le fluide incompressible : la vitesse est la même en tous points.

Écriture matricielle

L'écriture matricielle découle immédiatement des équations fondamentales déduites dans la section 8.2.2. Lorsque ℓ est très petit par rapport à la longueur d'onde, on a $k\ell \ll 1$, cette équation se simplifie ($\cos \omega\ell/a \approx 1$ et $\sin \omega\ell/a \approx \omega\ell/a$ pour des petites valeurs $\omega\ell/a$) :

$$\begin{bmatrix} p_2 \\ q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -j\omega\frac{\ell}{A} \\ -j\omega\frac{A\ell}{\rho a^2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ q_1 \end{bmatrix} \quad (9.2)$$

Si $\left| -j\omega\frac{A\ell}{\rho a^2} p_1 \right| = \left| -j\omega\frac{\ell^2}{m_a a^2} p_1 \right| \ll q_1$, on peut écrire

$$\begin{bmatrix} p_2 \\ q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -j\omega m_a \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ q_1 \end{bmatrix} \quad (9.3)$$

Masse acoustique d'une conduite ouverte courte

En admettant une impédance terminale Z_{al} nulle (figure 9.1), son impédance d'entrée Z_{a0} est donnée par l'équation (8.35) avec $x_1 = \ell$ et $x_2 = 0$

$$Z_{a0} = j Z_{ac} \tan k\ell \quad [\Omega_a] \quad (9.4)$$

Pour une conduite courte, la tangente est remplacée par le développement en série

$$\tan k\ell = k\ell + \frac{1}{3}(k\ell)^3 + \dots \quad [1] \quad (9.5)$$

Pour $k\ell < 0.3$, le deuxième terme est inférieur à 3% du premier et Z_{a0} vaut approximativement

$$Z_{a0} \cong j\omega m_a \quad [\Omega_a] \quad (9.6)$$

avec

$$m_a = \rho(\ell A)/A^2 = m/A^2 = \rho\ell/A \quad [\text{kg} \cdot \text{m}^{-4}] \quad (9.7)$$

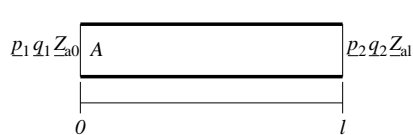


FIG. 9.1 – Conduite avec extrémités ouvertes

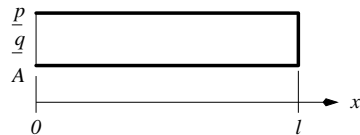


FIG. 9.2 – Conduite avec fond rigide

Une conduite courte ouverte se comporte comme une masse acoustique idéale pour autant que sa longueur soit inférieure à $\lambda/20$.

Pour un tube plus long ($\ell > \lambda/20$), en prenant en considération les deux premiers termes du développement de la tangente, on trouve

$$m_a = (\rho\ell/A) \left(1 + \frac{1}{3}(k\ell)^2 \right) \quad [\text{kg} \cdot \text{m}^{-4}] \quad (9.8)$$

Le terme supplémentaire croît avec k^2 , donc avec le carré de la fréquence et devient rapidement prépondérant.

Le débit-volume q est constant le long de la conduite : $q(0) = q(\ell) = q$.

Masse acoustique d'une conduite ouverte longue

Pour des conduites longues, l'approximation (9.5) de la tangente n'est plus justifiée. Or, la conduite peut être considérée comme un enchaînement d'un nombre infini de tranches élémentaires, telles que présentées dans les figures 9.3 et 9.4.

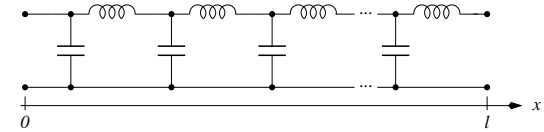


FIG. 9.3 – Modèle physique d'une conduite

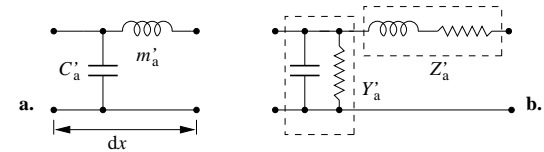


FIG. 9.4 – Composant élémentaire

Pour notre application, nous nous intéressons à la plage des basses fréquences : il suffit alors de prendre en compte seulement un nombre limité de modes vibratoires. Ceci revient à limiter le nombre de masses – compliances acoustiques, à un nombre qui permet de suivre suffisamment précisément le comportement dynamique dans la plage de fréquences qui nous intéresse.

La propagation dans une conduite réelle s'accompagne de pertes par viscosité et par échanges thermiques. Pour prendre en compte ces pertes, la masse acoustique linéique

$m'_a = \rho/A$ est alors remplacée par des impédances linéiques Z'_a et la capacité linéique de la conduite par une admittance Y'_a .

Une modélisation d'un système continu comme un enchaînement d'un grand nombre d'éléments discrets (figure 9.4), permet de prendre facilement en compte ces pertes. La mise en œuvre de cette méthode est illustrée dans le chapitre 11.

9.1.3 Jonction

Définition

Les équations qui régissent une jonction sont obtenues en explicitant le bilan des débits-volume entrant et sortant des différentes branches, tout en supposant que la pression dans cet élément est partout la même.

$$\begin{cases} \tilde{q}_1 = \tilde{q}_2 + \tilde{q}_m & [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \\ \tilde{p}_1 = \tilde{p}_2 = \tilde{p}_m & [\text{Pa}] \end{cases} \quad (9.9)$$

Ecriture matricielle

Sous forme matricielle, ces équations s'écrivent :

$$\begin{bmatrix} \underline{p}_2 \\ \underline{q}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\underline{q}_m/\underline{p}_m & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{p}_1 \\ \underline{q}_1 \end{bmatrix} \quad (9.10)$$

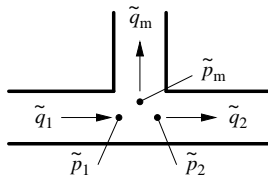


FIG. 9.5 – Jonction

9.1.4 Compliance acoustique

Définition

La compliance acoustique idéale répond à

$$\tilde{p} = C_a^{-1} \int_{-\infty}^t \tilde{q} dt \quad ; \quad \underline{p} = \frac{1}{j\omega C_a} \underline{q} \quad [\text{Pa}] \quad (9.11)$$

Considérons une cavité d'un volume V_s et dans laquelle règne une pression p_s . En supposant un processus adiabatique et un fluide parfait pour lequel $p_s V_s^\gamma = c^{ste}$ et $a = (\gamma p_s / \rho)^{1/2}$, la capacité C_a de l'accumulateur s'écrit [94]

$$C_a = -\frac{dV_s}{dp_s} = \frac{V_s}{\gamma p_s} = \frac{V_s}{\rho a^2} \quad [\text{m}^3 \cdot \text{Pa}^{-1}] \quad (9.12)$$

La compliance acoustique est un composant délimitant une portion de fluide subissant un changement d'état. Dans (9.11), \tilde{q} est le débit-volume entrant dans la compliance.

Ecriture matricielle

A partir des équations (9.10) et (9.11), on trouve facilement (figure 9.6)

$$\begin{bmatrix} \underline{p}_2 \\ \underline{q}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -j\omega C_a & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{p}_1 \\ \underline{q}_1 \end{bmatrix} \quad (9.13)$$

Accumulateur à air

Un accumulateur à air est un filtre passe-bande dans les applications hydroacoustiques. Il s'agit d'un élément souvent placé en dérivation sur la conduite principale, contenant un certain volume de gaz. On considère un accumulateur sans tuyau de raccordement à la conduite principale, comme le montre la figure 9.7. L'accumulateur peut stocker dynamiquement une quantité d'eau par changement du volume de gaz sous l'effet du changement de pression dans la conduite principale.

En supposant un processus adiabatique et un gaz parfait avec une pression de ligne p_s et un volume d'air V_s , nous avons $p_s V_s^{\gamma_{\text{air}}} = c^{ste}$. La capacité C_a de l'accumulateur est

$$C_a = -\frac{dV_s}{dp_s} = \frac{V_s}{\gamma_{\text{air}} p_s} = \frac{V_s}{\rho_{\text{air}} c^2} \quad [\text{m}^3 \cdot \text{Pa}^{-1}] \quad (9.14)$$

avec c la célérité d'onde dans l'air.

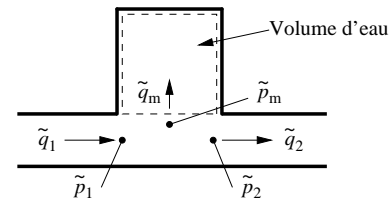


FIG. 9.6 – Accumulateur simple

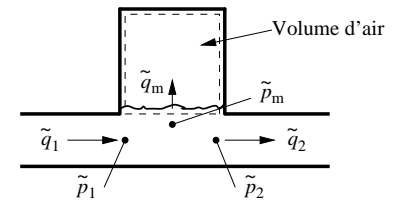


FIG. 9.7 – Accumulateur à air

Compliance acoustique d'une conduite fermée à un bout

Soit une conduite fermée à un bout par un fond rigide (figure 9.2). Son impédance acoustique d'entrée est donnée par l'équation (8.35) avec $\underline{Z}_a(x_1) = \infty$, $x_1 = \ell$ et $x_2 = 0$

$$\underline{Z}_{a0} = -j Z_{ac} \cot k\ell \quad [\Omega_a] \quad (9.15)$$

Pour une conduite courte, la cotangente est remplacée par le développement en série

$$\cot k\ell = (k\ell)^{-1} + \frac{1}{3}(k\ell) - \frac{1}{45}(k\ell)^3 + \dots \quad [1] \quad (9.16)$$

Pour $k\ell < 0.3$, le deuxième terme est inférieur à 3% du premier et \underline{Z}_{a0} est approximativement

$$\underline{Z}_{a0} \cong -j Z_{ac} (k\ell)^{-1} \quad [\Omega_a] \quad (9.17)$$

En faisant intervenir successivement $Z_{ac} = \rho a/A$, $k = \omega/a$ et le volume $V_s = \ell A$ de la conduite, on trouve

$$\underline{Z}_{a0} \cong \frac{1}{j\omega(V_s/\rho a^2)} \quad [\Omega_a] \quad (9.18)$$

L'impédance d'une compliance étant $1/j\omega C_a$, on déduit de (9.18) qu'une conduite fermée à une extrémité est une compliance acoustique pour autant que la condition $k\ell < 0.3$ est vérifiée, c'est à dire $\ell < \lambda/20$.

Si on admet pour $k\ell \leq 1$ une approximation correspondant aux deux premiers termes, on trouve

$$\underline{Z}_{a0} \cong 1/(j\omega C_a) + j\omega m_{ae} \quad [\Omega_a] \quad (9.19)$$

où C_a est la compliance du tube et m_{ae} , une masse acoustique équivalente

$$m_{ae} = \frac{1}{3}(\rho\ell/A) = \frac{1}{3}(m/A^2) \quad [\text{kg} \cdot \text{m}^{-4}] \quad (9.20)$$

m étant la masse de fluide dans la conduite.

9.1.5 Résistance acoustique

Définition

La résistance acoustique est le composant idéal, siège d'une transformation d'énergie acoustique en une autre forme, par exemple en chaleur. La résistance acoustique R_a en Ω_a [$\text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-5}$] est définie comme

$$\tilde{p} = R_a \tilde{q} \quad ; \quad \underline{p} = R_a \underline{q} \quad [\text{Pa}] \quad (9.21)$$

écriture matricielle

L'écriture matricielle de ce composant s'écrit

$$\begin{bmatrix} \underline{p}_2 \\ \underline{q}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -R_a \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{p}_1 \\ \underline{q}_1 \end{bmatrix} \quad (9.22)$$

9.2 Représentation des systèmes par des schémas

9.2.1 Introduction

Les réseaux de Kirchoff sont une représentation des systèmes électriques à constantes localisées. Par construction, un tel réseau contient implicitement toutes les équations régissant le système représenté.

Il existe une grande analogie entre les systèmes électriques, mécaniques et acoustiques linéarisés. La comparaison des relations de définition des composants et de leurs propriétés énergétiques, montre qu'elles sont les mêmes. Ainsi, il est possible de généraliser la représentation en réseaux de Kirchoff aux systèmes mécaniques et acoustiques.

9.2.2 Réseaux équivalents

Dans la transposition d'un domaine à l'autre, une correspondance est établie entre les grandeurs considérées comme jouant un rôle analogue. Le choix de ces grandeurs est libre, ce qui permet de représenter le système par une analogie directe ou une analogie inverse [4, 94].

Considérons des grandeurs générales e pour "entre" les bornes d'un composant (p.e. u, p, v), et d pour "dans" un composant (p.e. i, q, F). Une imittance lie les phaseurs \underline{e} et les phaseurs \underline{d} par une fonction $\underline{V}(j\omega)$.

On appelle *analogie directe*, la représentation en schémas dans laquelle les imittances représentent des impédances et *analogie inverse* celle où elles représentent des admittances. Un schéma est appelé *direct* dans le cas de l'analogie directe, un *inverse* dans l'autre cas.

9.2.3 Intérêt de l'analogie directe pour les systèmes acoustiques

Pour les systèmes mécaniques et acoustiques, l'une ou l'autre analogie est mise en œuvre. En pratique, l'inverse est préférée pour les systèmes mécaniques : la vitesse étant définie aux ou entre les extrémités des composants mécaniques, lui faire correspondre la grandeur e apparaît plus naturel [4, 94]. Il en suit directement un autre avantage : la conservation de la topologie entre une représentation mécanique et son schéma inverse.

Au contraire, pour les systèmes (hydro-)acoustiques, l'analogie directe est préférée : le débit-volume \tilde{q} étant défini à travers un composant, on lui fait plus volontiers correspondre la grandeur d . De la même manière, il y a une forte ressemblance entre la représentation hydraulique et le schéma direct.

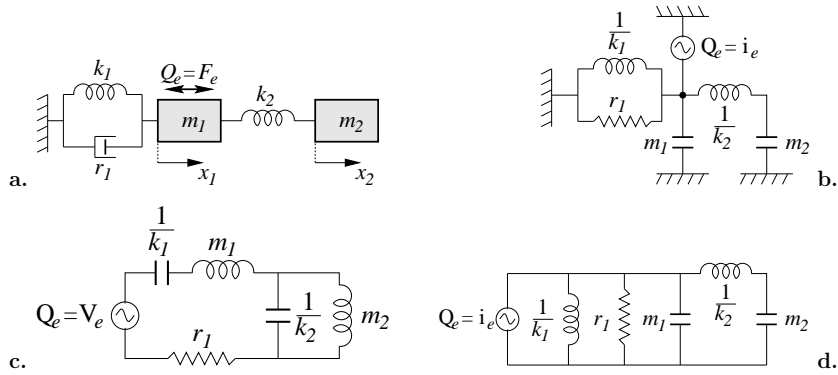


FIG. 9.8 – Système mécanique (a.), son schéma inverse (b.,d.) et son schéma direct (c.)

Bien qu'il soit possible d'utiliser l'une ou l'autre représentation, il est plus commode d'utiliser l'analogie qui conserve la même topologie. En effet, il n'est pas toujours évident de reconnaître le schéma équivalent basé sur l'autre analogie. Un exemple d'un système mécanique un peu plus complexe et ses schémas inverse et direct est donné dans la figure 9.8. On remarquera que le schéma 9.8.b est le même que 9.8.d. Il a été dessiné différemment pour faire ressortir la ressemblance entre les topologies du système mécanique (figure 9.8.a) et son schéma inverse (figure 9.8.b).

9.3 Théorie des réseaux linéaires [12]

9.3.1 Théorème de Thévenin

Tout bipôle linéaire contenant des éléments passifs et des sources indépendantes est équivalent à une source de tension unique E en série avec une impédance Z (figure 9.9). La source E est égale à la tension aux bornes du bipôle et l'impédance Z est égale à l'impédance vue des bornes du bipôle dont les sources sont annulées.

Par l'expression "annuler les sources", il faut comprendre que l'on court-circuite les sources de tension et que l'on ouvre les sources de courant.

9.3.2 Théorème de Norton

Les théorèmes de Norton et de Thévenin sont duaux. Tout bipôle linéaire contenant des éléments passifs et des sources indépendantes et dépendantes est équivalent à une source de courant unique I_s en parallèle avec une admittance Y (figure 9.10). La source

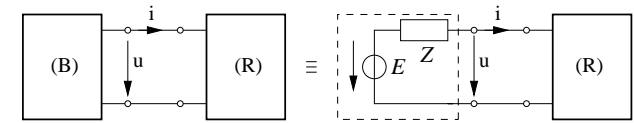


FIG. 9.9 – Théorème de Thévenin

I_s est égale au courant I_{cc} délivré par le bipôle sur un court-circuit et l'admittance Y est celle vue des bornes du bipôle dans lequel on a annulé les sources indépendantes.

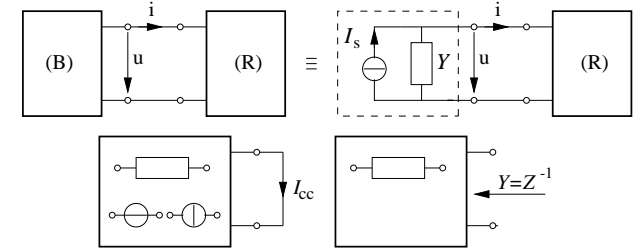


FIG. 9.10 – Théorème de Norton

9.3.3 Intérêt

La problématique de la détermination et la prédiction de la stabilité de fonctionnement d'une installation hydroélectrique est un sujet de recherche actuel. Les théorèmes mentionnés ci-dessus sont à la base d'une autre voie pour caractériser une source d'excitation. Cette approche est expliquée plus en détails dans le chapitre 19.

9.4 Méthodes d'analyse des régimes d'oscillations établis

9.4.1 Méthode des impédances

La méthode des impédances hydrauliques permet de déterminer très directement la réponse à une excitation simple.

On commence par formuler les impédances aux extrémités du système. Les impédances dans le circuit sont ensuite calculées en tenant compte des caractéristiques dynamiques de chaque élément. Les nœuds sont traités en admettant que la pression est la même

dans toutes les branches. Cheminant ainsi depuis toutes les extrémités, on détermine l'impédance au point d'excitation. La réponse locale en pression est alors tirée de l'impédance et de l'excitation en débit-volume, ou inversement. Si un système est soumis à plusieurs perturbations, le principe de superposition est appliqué.

La méthode est également applicable si le système inclut des éléments mécaniques : l'impédance mécanique au point d'interconnexion doit correspondre à l'impédance acoustique. Une exemple typique est un haut-parleur placé à l'entrée d'un tube [94].

9.4.2 Méthode des matrices de transfert[19, 100, 67]

Dans cette approche, un système dynamique est découpé en composants élémentaires. Pour chacun de ses composants, la relation entre les variables d'état $\underline{\mathbf{X}}_k$ à l'entrée et à la sortie de l'élément est exprimée par une matrice de transfert $\underline{\mathbf{M}}$, définie comme

$$\underline{\mathbf{X}}_2 = \underline{\mathbf{M}}\underline{\mathbf{X}}_1 \quad (9.23)$$

avec $\underline{\mathbf{X}}_k = [p_k, q_k]^T$ le vecteur regroupant les variables d'état dans la section k . Chacun des termes $[\underline{\mathbf{M}}_{ij}(j\omega)]$ de la matrice est fonction de la fréquence.

Pour des éléments simples, tels qu'un tronçon de conduite rectiligne, les termes de la matrice sont exprimés analytiquement, en partant des équations de base de la mécanique des fluides, comme illustré dans les derniers chapitres.

Pour des éléments complexes, tels qu'une pompe ou une vanne cavitante, une telle approche n'est pas possible. Afin de contourner le problème, deux solutions sont possibles :

1. Les termes de la matrice de transfert sont déterminés expérimentalement.
2. Sur la base de considérations physiques, un modèle constitué de composants élémentaires est proposé. Chacun des quatre termes de la matrice est explicité en une fonction rationnelle de $j\omega$, après quoi les coefficients sont identifiés à partir de mesures expérimentales.

La difficulté avec cette dernière approche réside dans le nombre de paramètres difficilement mesurables dans une installation hydraulique. Nous y reviendrons dans la section 10.2.

Chapitre 10

Modélisation d'une installation hydraulique

10.1 Introduction

L'objectif consiste à étudier le comportement dynamique d'une installation hydraulique à l'aide de composants linéaires tels que ceux présentés dans la section 9.1. Dans ce chapitre, des modèles analytiques sont présentés pour les différents composants d'une installation hydraulique. On y trouve une compilation de l'état de l'art actuel ainsi que des éléments originaux. Bien que cette modélisation implique une simplification des phénomènes réels, cette démarche a son importance au niveau de la compréhension du comportement dynamique de l'installation.

10.2 Détermination des composants

Afin de construire le modèle dynamique global d'une installation hydraulique, il est nécessaire de la découper en composants plus simples pour lesquelles un modèle existe ou peut être proposé. Chacun de ces composants est discuté dans les paragraphes suivants. La décomposition est la suite logique de l'observation d'une installation type (figure 10.1) :

1. la conduite d'alimentation de la turbine,
2. la turbine,
 - (a) la bache spirale,
 - (b) le distributeur et la roue,
3. le diffuseur,
 - (i) partie avec torche (vortex cavitant),
 - (ii) partie sans torche,
4. le canal d'évacuation,

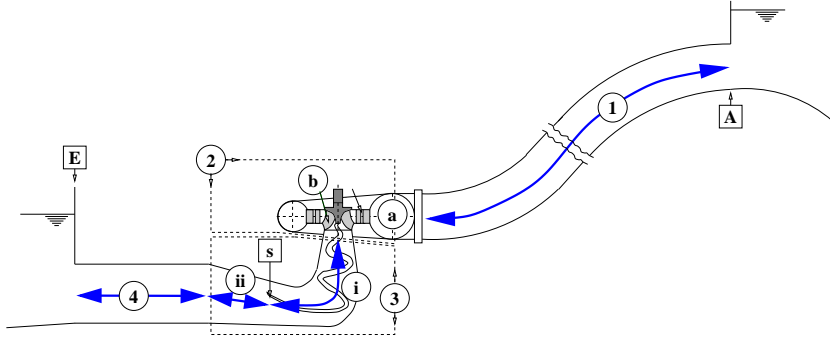


FIG. 10.1 – Détermination des composants d'une installation hydraulique

Comme mentionné dans la section 9.4, au lieu de proposer un modèle analytique, il est possible de mesurer directement la matrice de transfert de la turbine. Cette technique est couramment appliquée pour des pompes. En général, ce n'est que rarement possible pour des turbines car le diffuseur débouche le plus souvent dans un réservoir d'eau à surface libre. La mesure de la matrice de transfert est rendue assez ardue.

1. L'accès aux variables d'état des deux côtés de la turbine est indispensable. Le débit-volume acoustique est mesuré en utilisant la méthode des trois capteurs (§18.2.4). Ceci nécessite la présence d'un bout de conduite rectiligne et uniforme, ce qui est rarement le cas en aval de la roue sur les stand d'essais.
2. Même si l'on pouvait mesurer le débit-volume acoustique à la sortie du diffuseur, il ne serait pas possible de remonter à la matrice de transfert. En effet, on ne peut pas établir deux modes vibratoires indépendants, la condition limite étant $Z = 0$ ($p = 0$) à la sortie du diffuseur, ce qui est nécessaire pour le calcul de termes de la matrice [50].
3. De nombreux paramètres sont difficilement quantifiables :
 - la mesure du débit-volume acoustique dans une section circulaire, perpendiculaire à l'axe du diffuseur,
 - l'estimation directe de la variation du volume de torche et donc de la compressibilité de ce volume de vapeur,
 - l'estimation de l'amortissement hydraulique dans l'installation,
 - la mesure de la vitesse de rotation et du couple dynamique comme grandeurs complexes et donc l'interaction possible avec les masses tournantes, l'amortissement mécanique au niveau de l'arbre.
 - la caractérisation d'une source d'excitation associée au fonctionnement à charge partielle de la turbine.

10.3 La conduite forcée et le canal d'évacuation

La conduite forcée et le canal d'évacuation, bien qu'en général ils ne soient pas de section circulaire, peuvent être considérés comme des conduites simples. En fonction de leur longueur et de la prise en compte ou non des pertes, une des équations (8.25), (8.26) ou (9.3) est utilisée.

10.4 Diffuseur

Faute de pouvoir dériver des expressions analytiques de l'écoulement au sein du diffuseur, en raison de sa complexité, cet élément est souvent représenté par un modèle simple.

10.4.1 Système à paramètres répartis

Un modèle physique peut être obtenu en se basant sur les considérations suivantes.

- Les pertes sont négligeables.
- Le diffuseur est un enchaînement de deux conduites simples :
 1. une première conduite de longueur ℓ_i où une torche est présente au sein de l'écoulement. Sa section est supposée constante et égale à la section moyenne A_i de cette partie du diffuseur. La compliance est supposée être répartie de manière homogène le long de l'axe du diffuseur et avoir un comportement linéaire. Nous pouvons donc utiliser le modèle de l'équation (8.26), mais en prenant en compte la compliance par une célérité a_i adaptée pour cette partie du diffuseur. a_i est liée au volume de vapeur V_{vap} et la compliance C_d par une équation de type (9.12). Les paramètres a_i , V_{vap} , C_d dépendent du point de fonctionnement de la turbine, le nombre de Thoma σ , ... La célérité a_i sera bien plus petite que dans la conduite forcée, la compliance étant plus grande en raison de la présence de la phase de vapeur.
 2. une deuxième conduite de longueur ℓ_{ii} sans torche. Le même modèle peut être utilisé avec une célérité a_{ii} adaptée. De nouveau, on prend comme section, la section moyenne A_{ii} de cette partie du diffuseur. Il est également possible de considérer le diffuseur comme un enchaînement de petites conduites de section constante afin de prendre en compte l'évolution de la section le long de son axe.

La matrice de transfert du diffuseur, reliant $[p_c \ q_c]^T$ à l'entrée du diffuseur (côté turbine) et $[p_s \ q_s]^T$ à la sortie est égale au produit matriciel

$$\begin{bmatrix} p_c \\ q_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\omega \ell_i}{a_i} & -j \frac{\rho a_i}{A_i} \sin \frac{\omega \ell_i}{a_i} \\ -j \frac{A_i}{\rho a_i} \sin \frac{\omega \ell_i}{a_i} & \cos \frac{\omega \ell_i}{a_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \frac{\omega \ell_{ii}}{a_{ii}} & -j \frac{\rho a_{ii}}{A_{ii}} \sin \frac{\omega \ell_{ii}}{a_{ii}} \\ -j \frac{A_{ii}}{\rho a_{ii}} \sin \frac{\omega \ell_{ii}}{a_{ii}} & \cos \frac{\omega \ell_{ii}}{a_{ii}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_s \\ q_s \end{bmatrix} \quad (10.1)$$

La complexité de ce modèle est donc relativement élevée mais permet une description plus précise des phénomènes que le modèle d'oscillateur élémentaire (§10.4.2) qui a été souvent utilisé jusqu'à nos jours.

Ce modèle est équivalent au modèle simplifié [87, 21] proposé par Couston qui le déduit d'une manière différente. Son modèle non simplifié prend en compte l'effet Doppler induit par l'écoulement permanent (nombre de Mach $\neq 0$).

Si les pertes sont prises en compte, les deux matrices dans l'équation (10.1) sont remplacées par des matrices de type (8.25).

10.4.2 Système à paramètres localisés

Pour les phénomènes de basse fréquence qui nous préoccupent, la longueur d'onde est souvent grande par rapport à la longueur axiale du diffuseur ce qui permet de limiter l'ordre du modèle.

Bon nombre de travaux de recherche partent d'un modèle d'oscillateur simple, constitué d'une masse d'eau et une souplesse de torche, pour analyser le comportement dynamique du diffuseur (figure 10.2.a). Cette représentation correspond à une conduite de longueur équivalente ayant une section égale à la section moyenne du diffuseur, avec en dérivation un accumulateur qui contient le même volume de vapeur que la torche (figure 10.2.b). En considérant le diffuseur comme un composant isolé [50] (l'impédance d'entrée de la

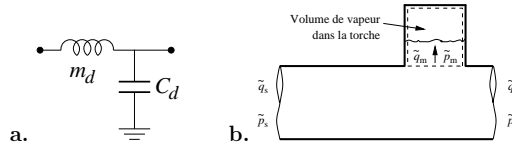


FIG. 10.2 – Le diffuseur modélisé comme oscillateur élémentaire

conduite d'alimentation est infinie), les constantes du système sont la masse acoustique m_d de la colonne de liquide et la compliance acoustique C_d de la torche. La fréquence propre de ce système est

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{m_d C_d}} \quad \text{avec} \quad m_d = \int \frac{\rho d\ell}{A(\ell)} \quad [\text{kg} \cdot \text{m}^{-4}] \quad (10.2)$$

La compliance ne peut pas être mesurée directement. Toutefois, elle peut être estimée à partir de l'équation (10.2).

1. Lors des essais sur modèle, la fréquence f_0 de l'oscillation de masse est identifiée,
2. m_d est estimée à partir de la géométrie connue du diffuseur,
3. C_d est calculée à l'aide de (10.2).

La compliance C_d peut être exprimée en fonction du volume de vapeur et de l'énergie massique nette à disposition : $C_d = -\partial V_{\text{vap}}/\rho \partial \text{NPSE}$.

10.5 Excitation naturelle de la turbine

10.5.1 Modélisation d'une source acoustique

La modélisation d'une source acoustique se base sur la théorie de l'acoustique linéaire en caractérisant une source de pression p_s et une impédance interne Z_{as} équivalant à un générateur électrique. Suivant la convention employée, le circuit est constitué d'une source de pression p_s débitant dans une impédance de charge en série Z_a (figure 10.3.a, générateur de Thévenin), ou d'un générateur de débit-volume q_s en parallèle avec l'impédance de charge Z_a (figure 10.3.b, générateur de Norton). L'impédance de charge correspond au rapport entre la pression et le débit-volume au niveau de la source.

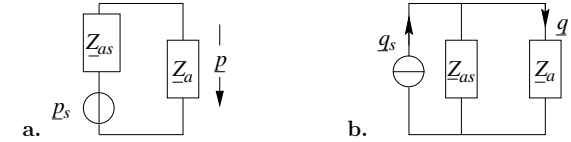


FIG. 10.3 – Représentation d'une source acoustique par un générateur équivalent : a. générateur de Thévenin b. Générateur de Norton

A cette analogie, intégrant intrinsèquement les phénomènes d'ondes stationnaires, on peut associer une représentation sous forme de schéma bloc dans le cas où le générateur débite dans une charge Z_a partiellement réfléchissante. Reprenons l'expression du générateur de Thévenin de la figure 10.3.a et décomposons l'onde p en contribution progressive et rétrograde (8.28)

$$p = p_+ + p_- = p_s \frac{Z_a}{Z_{as} + Z_a} \quad (10.3)$$

$$q = \frac{p_+ - p_-}{Z_{ac}} = \frac{p_s}{Z_{as} + Z_a} \quad (10.4)$$

Nous avons donc l'onde progressive p_+ et l'onde rétrograde p_- , réfléchi par la charge, mais incidente sur le générateur (figure 10.4).

La relation (10.4) permet d'éliminer Z_a de l'expression (10.3), ce qui permet d'exprimer p_+ comme :

$$p_+ = p_s \frac{Z_{ac}}{Z_{as} + Z_{ac}} + p_- \frac{Z_{as} - Z_{ac}}{Z_{as} + Z_{ac}} \quad (10.5)$$

Le premier terme du membre de droite exprime la pression générée par la source débitant dans l'impédance caractéristique, c'est à dire dans un tuyau de longueur infinie ou doté d'une terminaison anéchoïque. Le second terme caractérise l'onde rétrograde, incidente sur l'impédance interne Z_{as} de la source. Le terme $(Z_{as} - Z_{ac})/(Z_{as} + Z_{ac})$ n'est autre que le coefficient de réflexion associé à Z_{as} [94].

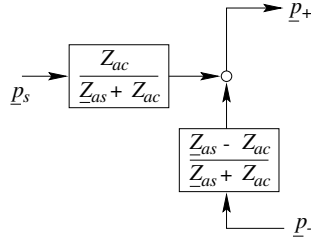


FIG. 10.4 – Représentation (schéma bloc) d'une source acoustique

10.5.2 Excitation naturelle

Comme présenté dans la section 4.3, des fluctuations hydrauliques se manifestent pour des régimes en dehors du point de fonctionnement optimal. Cette excitation naturelle se produit dans le diffuseur de la turbine. A l'heure actuelle, le mécanisme exact de ces instabilités reste une question ouverte et est un sujet de recherche important dans le domaine des machines hydrauliques [2].

L'excitation naturelle est induite par l'écoulement interne au diffuseur. Considérons le champ non stationnaire de vitesses dans le diffuseur, tournant à la fréquence de précession (figure 4.2). On peut imaginer que le débit-volume axial instantané, intégré sur une section du diffuseur, dépend de la position angulaire de ce champ. Il en résulte une variation périodique synchrone du débit-volume, ainsi qu'une fluctuation de pression synchrone correspondante. Dans cet esprit, on fait l'hypothèse que l'excitation peut être représentée par une source acoustique en série avec les réseaux d'impédances (figure 9.3) (zones sans et avec torche) du diffuseur (figure 10.5).

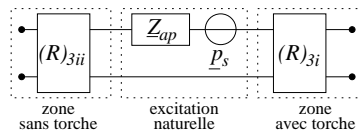


FIG. 10.5 – Représentation analogique d'une excitation naturelle

10.6 La roue et la bache spirale de la turbine

10.6.1 Introduction

La géométrie et l'écoulement complexe dans une turbine rendent ardues la déduction d'une formulation analytique précise de la matrice de transfert. Voilà pourquoi la plus grande partie des recherches dans ce domaine s'orientent vers la détermination expérimentale de la matrice de transmission. Il s'avère qu'au premier ordre, la bache, le distributeur et la roue, en absence de cavitation, se comportent comme des éléments de conduite.

10.6.2 Système à paramètres localisés

Dans un premier temps, on fait les suppositions suivantes.

1. Il n'y a aucune interaction dynamique entre les parties hydraulique et mécanique.
2. Il n'y pas de compliance au sein de la roue, qui pourrait provenir de :
 - a. la présence de cavitation au sein de la roue,
 - b. la compressibilité du fluide,
 - c. la déformation élastique de la bache spirale.
3. les dimensions de la turbine sont petites par rapport à la longueur d'onde des phénomènes incriminés.

Dans ce cas, seule la masse d'eau dans la bache spirale et dans la roue sont prises en compte, ce qui donne la matrice de transfert (9.3)

$$\begin{bmatrix} p_2 \\ q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -j\omega m_a \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ q_1 \end{bmatrix} \quad (10.6)$$

Les pertes peuvent être prises en compte par une perte singulière équivalente. Une résistance est ajoutée au terme $M_{12} = -(R + j\omega m_a)$. Ce type de modèle a, entre-autre, été utilisé pour étudier la stabilité d'installations hydrauliques [101, 78, 35].

10.6.3 Système à paramètres répartis

Le modèle à paramètres répartis d'une conduite donnera de meilleurs résultats pour des plages de fréquence pour lesquelles la longueur d'onde n'est plus négligeable devant la longueur du système hydraulique. En négligeant les pertes, la matrice de transfert est donc celle d'une conduite ayant une longueur équivalente ℓ (équation (8.26)).

$$\begin{bmatrix} p_2 \\ q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\omega \ell}{a} & -jZ_{ac} \sin \frac{\omega \ell}{a} \\ -\frac{j}{Z_{ac}} \sin \frac{\omega \ell}{a} & \cos \frac{\omega \ell}{a} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ q_1 \end{bmatrix} \quad (10.7)$$

Des résultats expérimentaux réalisés sur une boucle d'essais incluant une pompe centrifuge [65] correspondent bien à ce modèle dans la plage de la validité de l'hypothèse

d'ondes planes. D'autres travaux similaires confirment ces résultats [14] et mettent en évidence que la matrice de transfert est indépendante de la vitesse de rotation de la pompe centrifuge.

10.6.4 Matrice de transfert basée sur des caractéristiques statiques

Dans la littérature, les modèles dynamiques développés se limitent souvent à une matrice de type [81]

$$\begin{bmatrix} p_2 \\ q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_t \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ q_1 \end{bmatrix} \quad (10.8)$$

où Z_t est l'impédance de la turbine obtenue à partir de la caractéristique statique $E(Q)$ de la turbine : l'énergie massique moyenne à disposition de la machine en fonction du débit-volume (10.9). L'impédance Z_t s'écrit

$$Z_t = \frac{d(\rho E_0)}{dQ_0} \quad (10.9)$$

L'évaluation de l'impédance se fait au point de fonctionnement (E_0, Q_0) . Ce modèle part du principe que des phénomènes dynamiques peuvent être étudiés comme une succession d'états stationnaires de la turbine.

Ce type de modèle a été appliqué dans le cadre de recherches plus anciennes [99, 39] sur la stabilité d'installations hydrauliques. Cette approche *quasi-statique* n'est applicable que pour de très basses fréquences : une analyse de sa plage de validité dans le domaine fréquentiel est nécessaire.

10.6.5 La turbine comme composant actif

La matrice de transfert donne la relation entre le vecteur d'état à l'entrée et à la sortie d'un composant hydraulique. Il est possible de décrire par une succession de matrices toutes les parties *passives* d'un circuit hydraulique. Dans le cas où le circuit comporte un composant *actif*, c'est à dire un composant qui génère des perturbations hydroacoustiques, un vecteur source est ajouté [65]. L'équation (9.23) devient

$$\begin{bmatrix} p_2 \\ q_2 \end{bmatrix} = [\mathbf{M}_h] \begin{bmatrix} p_1 \\ q_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} p_s \\ q_s \end{bmatrix} \quad (10.10)$$

Il est alors possible de décrire complètement le comportement hydroacoustique d'un circuit quelconque, à condition de disposer d'une représentation matricielle de chaque composant du circuit et de connaître les sources.

Remarquons que ce paragraphe ne porte pas sur les phénomènes d'interaction entre le *fluide* et la *structure mécanique* [18, 111, 112, 103], mais seulement sur des composants actifs auxquels on peut associer une ou plusieurs *sources discrètes*.

Les pompes centrifuges ainsi que les turbines sont des exemples de composants actifs complexes. L'observation de la variation de puissance (section 4.3) en est une illustration. Au moins deux types de perturbations peuvent être distingués.

- Dans les paragraphes précédents, nous avons supposé qu'aucune interaction avec les masses tournantes n'a lieu. Une variation du couple et de la vitesse de rotation de la turbine donneront lieu à une variation de la pression et du débit-volume aux bornes de la machine. De manière générale, la relation entre les grandeurs mécanique et hydraulique peut être exprimée par

$$\begin{bmatrix} p_s \\ q_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_m^{(11)} & M_m^{(12)} \\ M_m^{(21)} & M_m^{(22)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T \\ \omega \end{bmatrix} \quad (10.11)$$

Les caractéristiques statiques de la turbine permettent d'obtenir une première estimation des termes de la matrice \mathbf{M}_m . Parmi les quatre paramètres E , Q , T et ω qui caractérisent le fonctionnement de la turbine, deux paramètres sont indépendants. En linéarisant les caractéristiques au point de fonctionnement considéré, nous pouvons exprimer

$$\begin{aligned} \Delta E &= (\partial E / \partial T)_0 \Delta T + (\partial E / \partial \omega)_0 \Delta \omega \\ \Delta Q &= (\partial Q / \partial T)_0 \Delta T + (\partial Q / \partial \omega)_0 \Delta \omega \end{aligned} \quad (10.12)$$

En première approximation, le vecteur source peut être associé aux variations d'énergie massique et de débit-volume : $p_s \approx \rho \Delta E$ et $q_s \approx \Delta Q$. Comme mentionné dans le paragraphe 10.6.4, la validité dans le domaine fréquentiel de ce modèle sera limitée aux très basses fréquences (approche quasi-statique).

- A vitesse de rotation constante, la turbine est génératrice de fluctuations de pression et de débit-volume. Ceci a été démontré par des travaux expérimentaux [107] et numériques [68].
 - Les perturbations peuvent être liées au passage des aubes de la roue devant les directrices de la turbine, induisant une interaction de sillage et/ou une interaction potentielle.
 - Le passages des aubes de la turbine devant le bec de bêche, induisant également des variations de couple sur l'arbre de la machine.

Pour les pompes, la matrice de transmission et la source sont souvent identifiées expérimentalement pour être utilisées dans des logiciels de simulation numérique. Peu de travaux ont été entrepris dans le but de déterminer la matrice \mathbf{M}_m , prenant en compte le couple dynamique et la vitesse dynamique.

10.7 Installation hydroélectrique

10.7.1 Modélisation

Un modèle simple d'une installation hydroélectrique est proposé dans la figure 10.6 en utilisant les composants présentés dans les paragraphes précédents. L'intérêt de ce modèle

monodimensionnel ne réside pas dans une description précise des phénomènes physiques *locaux*, car ils sont trop complexes notamment dans le diffuseur (tri-dimensionnels). Cependant, pour autant que l'on puisse considérer le système hydraulique comme un système linéaire, cette modélisation peut apporter une bonne compréhension du comportement dynamique *global* de l'installation.

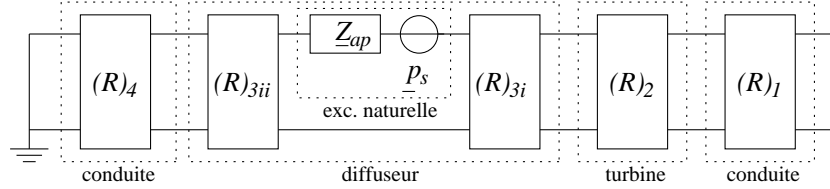


FIG. 10.6 – Modèle simple d'une installation hydraulique

Deux types de fréquences jouent un rôle important dans le comportement dynamique :

1. *Fréquences d'excitation à charge partielle.* L'installation hydraulique est exposée à l'excitation naturelle de la turbine. La figure 16.4 montre un spectre d'amplitude typique de l'excitation mesurée à l'entrée de la bache spirale. On remarque la présence d'une fréquence prépondérante, correspondant à la fréquence de précession de l'écoulement au sein du diffuseur, et ses harmoniques,
2. *Fréquences propres de l'installation hydraulique.* Comme chaque système dynamique, l'installation hydraulique est caractérisée par des modes propres. A chacun des ces modes vibratoires correspond une fréquence propre (§10.7.2).

Si une de ces fréquences d'excitation est proche d'une fréquence de résonance de l'installation, la réponse dynamique de l'installation peut donner lieu à des fluctuations importantes de pression et de débit-volume.

10.7.2 Exemple de calcul

Nous emploierons la méthode des matrices de transfert pour calculer les fluctuations hydrauliques à l'entrée de la bache spirale.

Les fluctuations hydrauliques aux limites de ces composants peuvent être calculées :

$$\begin{bmatrix} p_E \\ q_E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_4 \\ \mathbf{M}_{3ii} \\ \mathbf{M}_{3i} \\ \mathbf{M}_{2b} \\ \mathbf{M}_{2a} \\ \mathbf{M}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_A \\ q_A \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{M}_4 \\ \mathbf{M}_{3ii} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_s \\ q_s \end{bmatrix} \quad (10.13)$$

Une simplification de la notation permet d'écrire :

$$\begin{bmatrix} p_E \\ q_E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{tot} \\ \mathbf{M}_v \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_A \\ q_A \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{M}_v \\ \mathbf{M}_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_s \\ q_s \end{bmatrix} \quad (10.14)$$

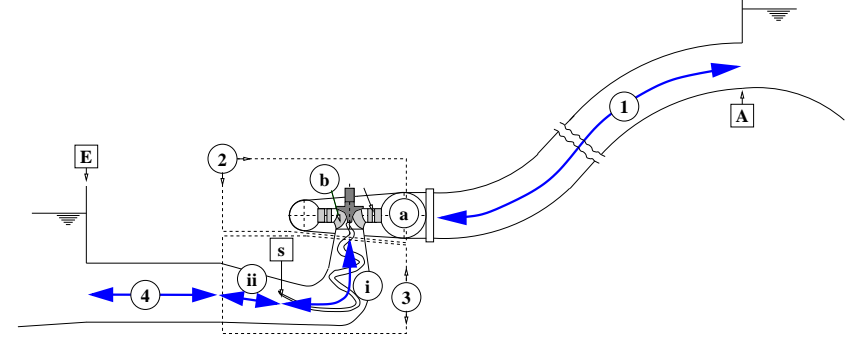


FIG. 10.7 – Détermination des composants d'une installation hydraulique

ou p_s et q_s représentent l'excitation naturelle de la turbine, qui est supposée être localisée entre la partie du diffuseur avec et sans torche. p_A et q_A sont les fluctuations à l'entrée de la conduite forcée, et p_E et q_E celles à l'entrée du bassin aval.

Avec les conditions aux limites $p_A = 0$ et $p_E = 0$, les équations résultantes s'écrivent :

$$\begin{aligned} 0 &= \mathbf{M}_{tot}^{(12)} q_A + \mathbf{M}_v^{(11)} p_s + \mathbf{M}_v^{(12)} q_s \\ q_E &= \mathbf{M}_{tot}^{(22)} q_A + \mathbf{M}_v^{(21)} p_s + \mathbf{M}_v^{(22)} q_s \end{aligned} \quad (10.15)$$

Dans la littérature concernée, il est en général supposé que $q_s = 0$ et que l'excitation p_s est connue. Les équations (10.15) permettent alors de calculer q_A et q_E .

Les réponses dynamiques se calculent facilement aux limites de chaque composant, par exemple à la sortie de la roue (indice sr) :

$$\begin{bmatrix} p_{sr} \\ q_{sr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{2b} \\ \mathbf{M}_{2a} \\ \mathbf{M}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_A \\ q_A \end{bmatrix} \quad (10.16)$$

Cette approche est appliquée à une installation hydraulique sans pertes. Les dimensions sont comparables à celles de la plate-forme d'essai utilisée pour la partie expérimentale (figure 16.1). Elles se trouvent dans le tableau 10.1.

La figure 10.8 montre les spectres de pression acoustique, calculés à la sortie de la roue. Elles sont rendues non dimensionnelles par division par l'amplitude de la pression acoustique de la source p_s . Cette source de pression émet un bruit blanc (amplitude constante sur toute la plage de fréquence), ce qui permet de faire ressortir les fréquences propres du système hydraulique. Quelques observations sont résumées ci-dessous.

- Dans les figures 10.8.a et b, on observe les fréquences propres de l'installation. En fonction de la longueur, en particulier de la conduite forcée, la première fréquence propre peut se trouver dans la plage de l'excitation naturelle ou de ses premiers harmoniques.

n°	Conduite forcée + roue			Diffuseur avec torche			Diffuseur sans torche		
	ℓ	d	a	ℓ	d	a	ℓ	d	a
a	80	0.5	1300	1	0.55	500	2	0.65	1000
b	50	0.5	1300	1	0.55	500	2	0.65	1000
c	50	0.5	1300	1	0.55	100	2	0.65	1000
d	50	0.5	1300	1	0.55	40	2	0.65	1000

Unités : longueur $\ell =$ [m], diamètre $d =$ [m], célérité $a =$ [m/s]

TAB. 10.1 – Paramètres relatifs aux différentes configurations calculées

- Dans les figures 10.8.c et d, la torche est modélisée par une célérité a , très basse. Les fréquences propres peuvent être répertoriées en deux catégories :
 - les fréquences associées à l'oscillation de masse de la masse d'eau dans le diffuseur contre le volume souple de la torche,
 - les fréquences associées à la conduite forcée, en supposant que celle-ci constitue presque la longueur totale de l'installation. Plus la conduite forcée est longue par rapport à la longueur du diffuseur ℓ_d , moins ce type de fréquences propres dépend de ℓ_d .
 Les fréquences propres associées à l'oscillation de masse deviennent rapidement plus petites si la compliance de la torche augmente (c : ± 50 Hz et d : ± 19 Hz + harmoniques).

10.7.3 Installation équipée d'un système d'admission d'air

Une solution passive à la problématique des oscillations hydrauliques consiste à injecter un débit d'air constant dans le diffuseur. Cette opération revient à changer la compliance acoustique relative à la torche (figure 10.2).

De cette manière, le comportement dynamique de l'installation peut être modifié pour que les fréquences propres associées à l'oscillation de masse soient en dehors d'une fréquence de l'excitation naturelle de la turbine. Or, cette méthode ne donne pas toujours le résultat escompté. Comme mentionné dans le paragraphe précédent, la raison pourrait en être que l'excitation naturelle de la turbine est proche d'une fréquence propre associée à la conduite forcée. Changer la compliance acoustique n'aura alors qu'une faible influence sur ce type de fréquences propres, comme illustré dans les figures 10.8.b, c et d.

10.8 Conclusion

Dans ce chapitre, une modélisation d'une installation hydraulique est présentée. La méthode de matrices de transfert a été mis en œuvre pour calculer les fréquences propres

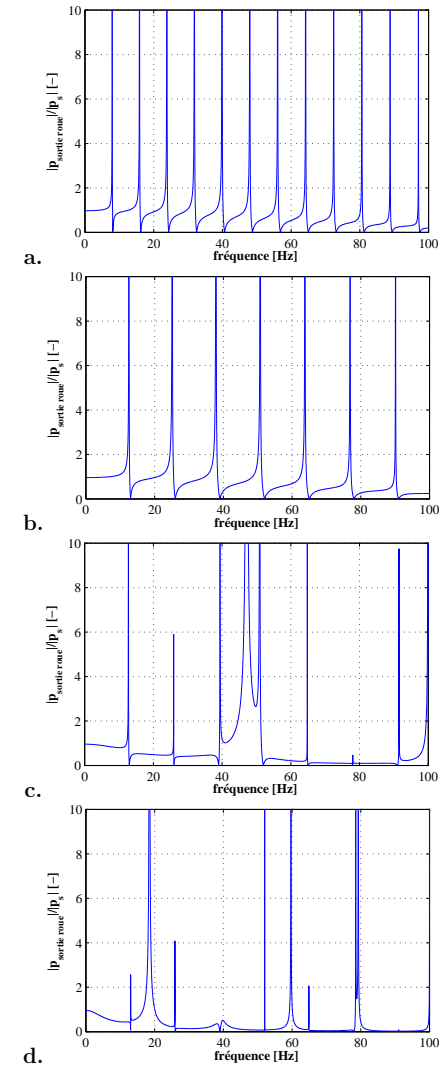


FIG. 10.8 – Pression acoustique à la sortie de la roue relatif à la pression d'excitation : a., b. fréquences propres “sans torche” c., d. fréquences propres “avec torche”

de l'installation, excitée par un bruit blanc émis par une source de pression acoustique au sein du diffuseur.

Chapitre 11

Contrôle de la stabilité de fonctionnement

11.1 Introduction

Le contrôle acoustique actif consiste à atténuer un bruit gênant en lui superposant, à l'aide de sources secondaires dites actionneurs, un bruit de même nature mais “*opposé*” [77, 95, 36, 114]. Le calcul de la commande des actionneurs se fait par l'intermédiaire d'algorithmes permettant la minimisation d'un critère énergétique sur un ensemble de capteurs d'erreur.

On a évoqué précédemment la problématique liée à la stabilité de fonctionnement des installations hydroélectriques. Les solutions proposées à l'heure actuelle peuvent être qualifiées de passives. L'idée centrale de ce travail de recherche est de réduire les fluctuations hydroacoustiques en exploitant le concept de contrôle actif.

La méthode des impédances et la méthode des matrices de transfert sont deux formulations différentes de la même thématique scientifique. La dernière est plus facile à implanter avec un langage de programmation. Cependant, la méthode des impédances a l'avantage de faciliter la compréhension physique pour des réseaux relativement simples. Après avoir utilisé la méthode des matrices de transfert dans le chapitre précédent, nous emploierons maintenant la méthode des impédances.

Dans la section 11.2, le principe de fonctionnement est expliqué. Ensuite, une interprétation physique de l'action de la source secondaire est donnée dans la section 11.3.

11.2 Principe du contrôle actif

De nombreuses études développées dans la littérature dans le domaine de l'acoustique aérienne ont permis d'explicitier le comportement de systèmes de contrôle actif [76, 31, 105]. Ces études analytiques ont été entreprises en considérant les sources d'excitations comme des composants linéaires. Elles peuvent donc être associées à des générateurs de Thévenin (ou Norton). La figure 11.1 montre un schéma d'une installation

hydroélectrique excitée par :

a. un système actif (figure 11.1.a). Les seules suppositions au niveau de sa nature, c'est-à-dire la réalisation concrète du système actif, ressortent de cette figure :

(a) il s'agit d'une source externe ; elle est en parallèle avec les composants de l'installation hydraulique,

(b) l'endroit d'application ; elle agit à la sortie de la roue Francis.

Ces suppositions seront commentées et justifiées plus loin dans le texte.

b. l'excitation naturelle lorsque la turbine fonctionne à charge partielle comme présenté dans la figure 11.1.b.

a+b. Le principe de superposition permet de calculer la réponse dynamique totale : la pression acoustique à la sortie de la roue de la turbine se calcule comme la somme des contributions $\underline{p}_{e,1}$ de l'excitation naturelle de la turbine et la contribution $\underline{p}_{e,2}$ de la source secondaire externe.

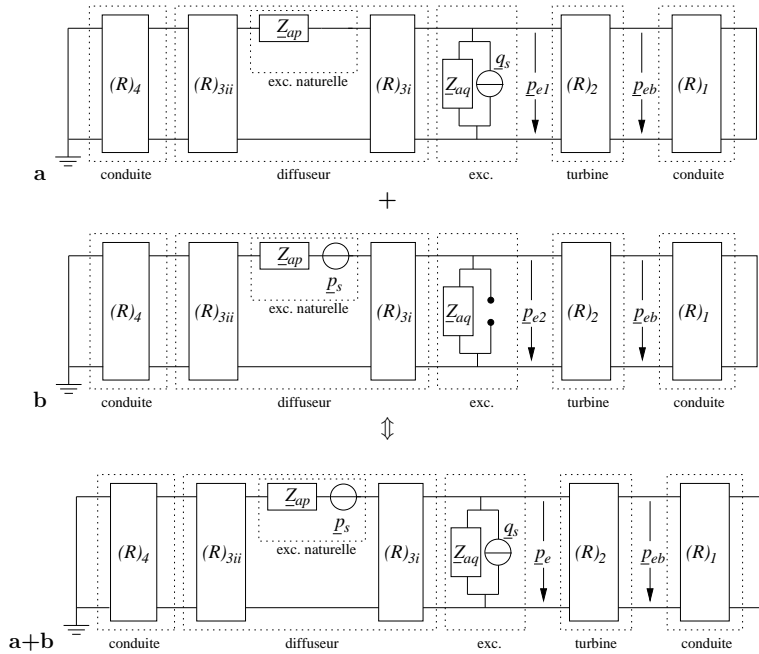


FIG. 11.1 – Schéma fonctionnel d'une installation hydraulique

Calcul de la réponse fréquentielle à une excitation

La réponse dynamique à l'entrée de la bêche spirale de la turbine peut être calculée à l'aide de composants discrets, tels que présentés dans le chapitre 9. Pour cela, la conduite est divisée en n tranches (figures 9.3 et 9.4). L'impédance de ses composants dépend des dimensions géométriques de la conduite et de la célérité d'onde :

$$\underline{Z}_a^m = j\omega m_a \quad \text{avec} \quad m_a = \frac{\rho A \ell}{A^2 n} \quad [\Omega_a] \quad (11.1)$$

$$\underline{Z}_a^c = \frac{1}{j\omega C_a} \quad \text{avec} \quad C_a = \frac{A \ell}{\rho a^2 n} \quad [\Omega_a] \quad (11.2)$$

L'impédance à l'entrée $\underline{Z}_a(x=0)$ du tuyau se calcule à l'aide de l'algorithme 1 en fonction de (11.1), (11.2) et l'impédance $\underline{Z}_a(\ell)$ à son autre extrémité. Cet algorithme calcule l'impédance équivalente d'un enchaînement de masses acoustiques en parallèle avec des compliances acoustiques.

Algorithme 1 Calcul de l'impédance d'entrée d'une conduite avec une impédance de sortie $\underline{Z}_a(\ell)$:

```

 $\underline{Z}_a \leftarrow \underline{Z}_a(\ell)$ 
for  $i = 1$  to  $n$  do
   $\underline{Z}_a \leftarrow \underline{Z}_a^m + \frac{\underline{Z}_a^c \underline{Z}_a}{\underline{Z}_a^c + \underline{Z}_a}$ 
end for
 $\underline{Z}_a(0) \leftarrow \underline{Z}_a$ 

```

Avec cet algorithme, l'impédance équivalente \underline{Z}_B de la turbine et sa conduite forcée, ainsi que l'impédance équivalente \underline{Z}_A du diffuseur s'écrivent :

$$\underline{p}_{e,1} = - \frac{\underline{Z}_A \underline{Z}_B}{\underline{Z}_{aq} ((\underline{Z}_A + \underline{Z}_B) \underline{Z}_{aq} + \underline{Z}_A \underline{Z}_B)} q_s \quad (11.3)$$

$$\underline{p}_{e,2} = \frac{\underline{Z}_{aq} \underline{Z}_B}{(\underline{Z}_{aq} + \underline{Z}_B) \underline{Z}_A + \underline{Z}_{aq} \underline{Z}_B} p_s \quad (11.4)$$

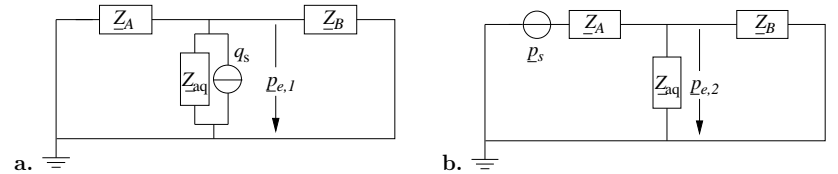


FIG. 11.2 – Schéma fonctionnel équivalent d'une installation hydraulique

Cette dernière équation exprime la pression acoustique $\underline{p}_{e,2}$ générée par la source secondaire. On constate que $\underline{p}_{e,2}$ est complètement contrôlable par l'ajustement de l'amplitude et de la phase de la source secondaire. Il est alors possible d'ajuster $\underline{p}_{e,2}$ de manière que la résultante des phaseurs $\underline{p}_{e,1}$ et $\underline{p}_{e,2}$ soit zéro.

$$\underline{p}_e = \underline{p}_{e,1} + \underline{p}_{e,2} \equiv 0 \quad (11.5)$$

En amont de la source externe (turbine et conduite forcée), les fluctuations hydro-acoustiques induites par l'excitation naturelle sont compensées par celles induites par la source secondaire. Ceci est illustré pour la pression acoustique à l'entrée de la bache \underline{p}_{eb} (figure 11.1), mais le raisonnement est généralement valable. La relation (11.6) entre \underline{p}_{eb} et les fluctuations à la sortie de la roue \underline{p}_e montre que \underline{p}_{eb} tend vers zéro pour $\underline{p}_e \rightarrow 0$.

$$\underline{p}_{eb} = \frac{Z_{eq(1)}}{Z_{eq(1+2)}} \underline{p}_e \quad (11.6)$$

$Z_{eq(1)}$ est l'impédance équivalente de la conduite forcée et $Z_{eq(1+2)} \equiv Z_B$ représente l'impédance équivalente de la turbine plus la conduite forcée.

11.3 Interprétation physique

Cette formulation permet de mieux comprendre l'action engendrée par la contre-excitation.

- La source secondaire parfaitement accordée provoque un *court-circuit* acoustique : une impédance nulle est imposée à l'endroit de l'excitation externe. De ce fait ce système peut être assimilé à une terminaison active assurant une parfaite réflexion de l'onde incidente.

L'appellation *absorption acoustique active*, souvent employée pour décrire ces phénomènes, est inadéquate : ce dispositif fonctionne sur le principe de la réflexion et non de l'absorption.

- L'approche permet d'éliminer les fluctuations hydroacoustiques en amont de l'endroit d'implantation de l'excitation secondaire. En aval, les fluctuations de pression et de débit-volume existent toujours. Il est montré en annexe A.3 pour un cas de conduite uniforme que la caractéristique de la source secondaire dépend de la source primaire et du système acoustique entre les deux sources.

Dans notre cas, la source secondaire agit directement sur ou près de la source de l'excitation naturelle. Dans la littérature, le terme *contrôle à la source* est souvent employé pour cela.

- Il découle du point précédent que la contre-excitation doit être appliquée en aval de la roue Francis (dans le diffuseur). Afin d'éviter que la roue ne soit soumise à des fluctuations hydrauliques, elle doit se trouver en amont de la source secondaire.

- Lors du fonctionnement optimal de la source secondaire, elle ne rayonne ni n'absorbe une puissance acoustique active puisque la pression acoustique à cet endroit est nulle. A une fréquence donnée, l'action de la source secondaire consiste à changer les fluctuations hydroacoustiques à *l'emplacement de la source primaire* pour ainsi influencer la puissance acoustique active rayonnée de cette dernière. En termes simples, si la pression acoustique est nulle au niveau de la source primaire (excitation naturelle), elle n'a pas de charge et, par conséquent, elle ne fournit pas de travail au reste du circuit hydraulique [77].

11.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une modélisation de l'installation hydraulique et du système d'excitation est présentée. Bien qu'il s'agisse d'une modélisation globale et simple, elle permet de comprendre le rôle d'une injection de débit dans le mécanisme de réduction des fluctuations hydrauliques au sein de l'installation hydraulique.

Troisième partie
Contrôle actif de la stabilité de
fonctionnement

Introduction

La modélisation d'une installation hydroélectrique, y compris l'excitation naturelle de la turbine et une contre-excitation générée par une source acoustique externe, a permis d'expliquer le principe de fonctionnement d'un système de contrôle actif pour réduire des fluctuations hydroacoustiques (§11.2). Dans cette partie, nous nous concentrerons sur le développement d'un tel système actif et son application sur une plate-forme d'essais incluant un modèle réduit de turbine Francis.

Organisation de cette partie

Un composant clé de cette approche est la source hydroacoustique, indispensable pour générer la contre-excitation. Le choix de cette source, un actionneur hydraulique spécifique, fait l'objet du **chapitre 12**.

Une commande adaptée pour cet actionneur est esquissée dans le **chapitre 13** et détaillée aux **chapitres 14** et **15**.

Le système de contrôle actif ainsi mis au point est testé sur un modèle réduit d'une turbine Francis. Les résultats sont discutés dans le **chapitre 16**.

En se basant sur l'expérience acquise lors des essais, le **chapitre 17** indique quelques voies pour améliorer le système de contrôle actif, aussi bien au niveau du concept mécanique qu'au niveau du régulateur.

Chapitre 12

Choix de l'actionneur hydraulique

12.1 Introduction

Bien que la physique des phénomènes aéro- et hydroacoustiques repose principalement sur les mêmes bases, les éléments critiques sont très différents.

D'abord, l'amplitude absolue de la pression acoustique, tant en valeur absolue que relative à la pression atmosphérique, est très petite pour un bruit aérien. Un simple haut-parleur suffit comme source secondaire pour générer un "contre-bruit" afin d'atténuer le bruit d'une source primaire. Dans le cas des machines hydrauliques par contre, l'amplitude de la pression acoustique absolue et relative à la pression moyenne locale est plus importante.

Ceci implique la nécessité de disposer d'un actionneur adapté. Dans ce chapitre, nous nous attarderons sur le choix d'un tel actionneur.

12.2 Critères de choix

La génération de la contre-excitation est un élément central dans le concept du contrôle actif. Différents types d'actionneurs hydrauliques sont imaginables : le choix final dépend des critères dictés par l'application.

1. Les amplitudes de la pression et du débit-volume acoustiques peuvent atteindre quelques pourcents de l'énergie massique et du débit nominal de la turbine. Les fluctuations en jeu sont donc considérables, surtout si on compare à celles que l'on observe dans des systèmes d'hydraulique de puissance et des applications aéro-acoustiques. Il est donc nécessaire de disposer d'un actionneur suffisamment puissant qui peut générer un signal acoustique du même ordre de grandeur.
2. Un deuxième critère est la signature spectrale de l'excitation naturelle de la turbine. Dans notre cas, l'excitation naturelle est souvent très périodique, caractérisée par la présence d'une fréquence fondamentale et quelques harmoniques supérieurs.
3. Le type d'actionneur joue un rôle prépondérant dans le choix du régulateur qui le pilote. Les caractéristiques de la commande, telles que la nature de l'algorithme,

les performances dynamiques, ... en dépendent directement.

4. Du point de vue de la conception mécanique, l'actionneur doit être robuste et facilement réalisable.
5. Le coût économique qu'entraîne l'utilisation de l'actionneur doit être le plus petit possible, et ceci à plusieurs niveaux :
 - énergie nécessaire pour générer la contre-excitation,
 - conséquences sur le fonctionnement de l'installation, par exemple le rendement de la machine,
 - coût d'installation et d'entretien.

12.3 Actionneurs hydrauliques

12.3.1 Système à piston

L'équivalent d'un haut-parleur serait un piston monté en paroi de la conduite (figure 12.1). Un tel dispositif a des avantages et des inconvénients.

Avantages

- Cette source permet de générer un signal ayant un contenu spectral continu dans une certaine bande passante de f_a à f_c [Hz].

Inconvénients

- Pour pouvoir générer un signal acoustique suffisant (§12.2), les dimensions du dispositif peuvent devenir considérables, ce qui risque de limiter la fréquence de coupure f_c à des trop basses fréquences. Le débit-volume fluctuant généré $q = A\dot{x}$ est directement proportionnel à l'aire A et à la vitesse de déplacement \dot{x} du piston.
- Une partie importante de l'énergie est de nature non active, nécessaire pour faire fonctionner cet actionneur :
 - l'énergie réactive pour accélérer et décélérer la masse du piston,
 - l'énergie nécessaire pour vaincre les pertes par frottement afin de garantir l'étanchéité entre le piston et son encastrement.

Cette énergie implique le besoin d'un moteur puissant et a une conséquence directe sur le coût de génération de la contre-excitation.

12.3.2 Injection d'un débit d'eau modulé

Une excitation peut être réalisée par injection d'un débit d'eau modulé [52]. Il suffit de mettre une vanne entre un réservoir d'eau en surpression par rapport à la pression de ligne à l'endroit de l'injection. La modulation du débit est obtenue grâce au pilotage de l'angle d'ouverture de la vanne. Il est également possible de soutirer un débit d'eau au lieu de l'injecter.

Modulation par une vanne oscillante

La modulation du débit d'eau injecté est réalisée par une vanne qui oscille avec une certaine amplitude autour d'une ouverture moyenne (figure 12.2). Le débit injecté dépend directement de la section de passage instantanée.

Avantages

- Cette source permet de générer un signal ayant un contenu spectral continu dans une certaine bande passante de f_a à f_c [Hz].
- L'énergie réactive nécessaire est plus basse qu'avec un système à piston. En effet, l'obturateur est devenu un élément de réglage : il ne règle que la section de passage. Le débit-volume injecté dépend de la différence de pression aux bornes de l'obturateur. En ajustant cette pression différentielle, il est donc possible d'obtenir le même débit-volume dynamique avec un obturateur de dimensions plus petites que celles d'un système à piston. La fréquence de coupure f_c peut être plus élevée, puisqu'il y a moins d'énergie réactive en jeu.
- La construction mécanique est simple et robuste.

Inconvénients

- La relation entre le débit d'excitation et l'angle d'ouverture n'est pas forcément linéaire. Par contre, cela peut être résolu par une géométrie adaptée de l'obturateur ou compensé par un système de commande adéquat.
- un système annexe est nécessaire pour assurer une différence de pression aux bornes de l'obturateur.

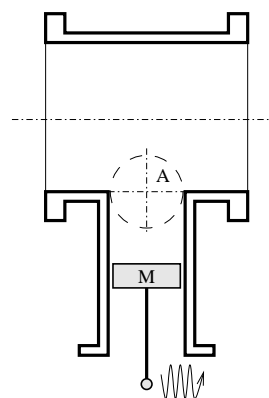


FIG. 12.1 – Piston en paroi d'une conduite

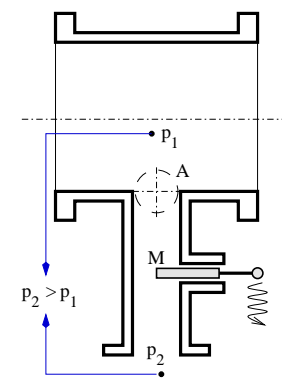


FIG. 12.2 – Injection d'un débit d'eau modulé

Modulation par une vanne rotative

La modulation du débit d'eau injecté est réalisée par une vanne rotative. Il s'agit grosso modo d'une vanne à bille (figure 12.5) qui tourne à une vitesse donnée. Elle module le débit injecté à deux fois sa fréquence de rotation. Nous mentionnons ci-dessous brièvement les inconvénients et avantages de ce type d'actionneur. Dans la section 12.4, cet actionneur est discuté plus en détail.

Avantages

- Seule une petite partie de l'énergie électrique nécessaire est de nature réactive.
- La construction mécanique est simple et robuste.

Inconvénients

- Cet actionneur permet de générer un signal périodique dont une seule fréquence est pilotable.
- La relation entre le débit d'excitation et l'angle d'ouverture n'est pas linéaire. Par contre, cela peut être résolu par une géométrie adaptée de l'obturateur.
- Un système annexe est nécessaire pour assurer une différence de pression aux bornes de l'obturateur.

12.3.3 Injection d'un débit d'air modulé

Une autre approche imaginable pour contrôler la stabilité d'une installation hydroélectrique consiste à injecter un débit d'air modulé dans le diffuseur de la turbine. Dans ce cas, on agit de manière dynamique sur la compliance de la torche, et donc sur la caractéristique dynamique du diffuseur. Ceci est illustré dans la figure 12.3, où le diffuseur est représenté par un oscillateur simple : *masse acoustique* — *compliance*, mais dont la compliance est variable. Il ne s'agit pas d'une source hydroacoustique proprement dite.

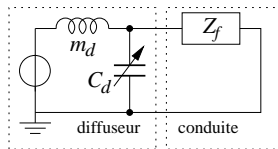


FIG. 12.3 – Modèle simple d'une installation hydraulique avec injection d'air

En pratique, cette méthode est difficilement réalisable car l'air injecté se regroupe au sein du tourbillon. Il se forme une grande torche au milieu du cône, très similaire à celle obtenue avec une admission d'air constante à travers l'ogive de la roue. Après l'arrêt de l'injection d'air, la vapeur est évacuée progressivement par l'écoulement. Dans le but de contrôler de la stabilité d'une turbine Francis cette approche n'est donc pas utilisable :

on contrôle la quantité d'air entrant dans le diffuseur mais pas la quantité d'air évacuée par l'écoulement.

12.4 Choix de l'actionneur

Notre choix s'est porté sur un actionneur de type *vanne rotative* créant la contre-excitation par injection d'un débit modulé dans le cône du diffuseur de la turbine.

1. Sa nature rotative limite l'action de l'actionneur à une seule fréquence, déterminée par la vitesse de rotation. Heureusement, l'excitation naturelle est souvent très périodique et caractérisée par la présence d'une fréquence fondamentale prépondérante et de quelques harmoniques supérieurs (figure 16.4). De ce fait, si l'actionneur agit à cette fréquence particulière, la stabilité de fonctionnement de la turbine peut être ramenée à un seuil acceptable.

Les autres actionneurs pouvant générer une contre-excitation (plus) large bande, ont un léger avantage dans le mesure où il serait plus facile d'intervenir également au niveau des harmoniques supérieurs. Cependant, vouloir réduire également les harmoniques supérieurs représente un coût énergétique supplémentaire qui peut s'avérer trop important relativement au gain en stabilité de fonctionnement.

2. Énergétiquement, ce type d'actionneur demande peu de ressources au niveau de l'entraînement. Effectivement, le moteur électrique doit simplement entretenir une vitesse de rotation quasi constante. Il y a donc très peu de puissance électrique réactive en jeu, nécessaire pour accélérer et décélérer l'obturateur.

L'énergie pour vaincre les forces de frottement entre l'obturateur et son encastrement est également petite du fait qu'il n'est pas nécessaire d'assurer l'étanchéité entre les deux.

3. L'actionneur permet de générer une excitation hydraulique suffisamment puissante. La densité de puissance est parmi les plus élevées des actionneurs présentés : les **dimensions** de l'excitatrice restent petites parce que le travail¹ est fait par l'eau injectée et non par le déplacement d'une pièce mécanique.

4. Ce type d'actionneur nécessite une commande spécifique moins conventionnelle. Le système ne permet pas de suivre des phénomènes rapides, telle que des régimes transitoires. Cette problématique est présentée dans le chapitre 15. Cependant, nous visons les régimes d'oscillations établis pour lesquels l'actionneur est tout à fait adapté. En plus, le régulateur utilisé (chapitre 13) ne nécessite aucun modèle dynamique de l'installation hydraulique ni du système d'excitation. Un tel modèle n'est souvent pas trivial à obtenir (chapitre 10).

5. La conception mécanique de l'actionneur est robuste et simple. Ceci n'est pas seulement vrai pour la **partie mécanique** (la vanne), mais c'est également valable pour l'**entraînement électrique**. Effectivement, il s'agit d'un moteur standard

¹dans le sens *force x déplacement*

à courant alternatif avec une vitesse de rotation variable grâce à un variateur de fréquence. La simplicité de construction et l'utilisation d'éléments standard a également une influence favorable au niveau du coût de fabrication.

De plus, cette robustesse est également importante par rapport à l'installation d'un tel engin dans une centrale hydroélectrique où les **mesures de sécurité** sont très strictes.

12.5 Description de l'actionneur

L'excitatrice (figure 12.4) est constituée d'un circuit extérieur à la turbine hydraulique. Une pompe d'injection (P) soustrait un débit d'eau qui est à nouveau injecté dans la turbine de manière pulsée. La modulation du débit est obtenue grâce à un obturateur rotatif (RV), présenté dans la figure 12.5, entraîné par un moteur à vitesse variable (M). Un tour du moteur électrique correspond donc à deux périodes du débit acoustique. Un accumulateur à air (A) découple dynamiquement la pompe d'injection — et donc également le circuit d'essai — de l'actionneur. Le débit moyen d'excitation est mesuré par un compteur d'eau (Q).

L'amplitude de l'excitation est ajustée par le réglage du débit moyen d'excitation, à l'aide d'une vanne de réglage (CV) à l'entrée de l'accumulateur. L'angle d'ouverture de cette vanne est pilotable par le biais d'un servomoteur. Une autre manière de piloter l'amplitude générée consisterait à faire varier la vitesse de rotation de la pompe d'injection.

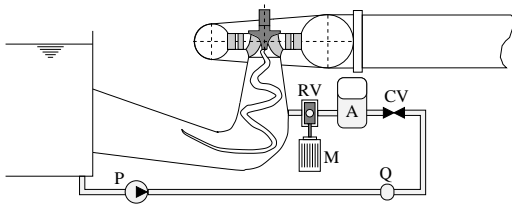


FIG. 12.4 – Schéma de l'actionneur hydraulique

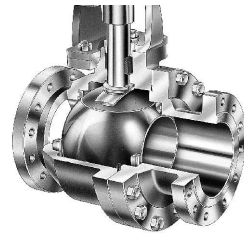


FIG. 12.5 – Obturateur de la vanne rotative

Cet ensemble constitue l'excitatrice, dont quelques caractéristiques techniques sont résumées ci-dessous.

- alésage de l'obturateur $\phi 80$ mm
- raccords souples en caoutchouc
- moteur AC de 4 kW
- variateur de fréquences Reliance Electric
- pompe d'injection : $E_{\lambda} = 0.6$ J/kg, $Q_{\lambda} = 4.4 \cdot 10^{-3}$ m³/s

12.6 Conclusion

Afin de pouvoir générer une contre-excitation à l'excitation naturelle induite par la turbine, il est indispensable de disposer d'un actionneur hydraulique adéquat. Sur la base de plusieurs critères, le choix d'un actionneur à vanne rotative a été discuté.

Chapitre 13

Développement d'un régulateur [9]

13.1 Introduction

Après le choix d'un actionneur rotatif dans le chapitre 12, le deuxième élément clé est le régulateur nécessaire pour son pilotage.

Ce chapitre débute avec la présentation de la constitution générale de l'algorithme de commande (§13.2). Les différentes étapes de l'approche y sont esquissées. Elles seront plus détaillées dans les chapitres 14 et 15.

Une série d'essais de développement a été effectuée sur la *plate-forme 4* de l'*IMHEF-LMH* en vue d'essais plus étendus sur un modèle réduit de turbine Francis. Le but principal consiste à implémenter et tester le régulateur. Dans la section 13.4, le dispositif expérimental est présenté brièvement.

13.2 Constitution générale du régulateur

13.2.1 Particularité d'un actionneur rotatif

Rappelons qu'en acoustique aérienne, la consigne de pilotage d'un haut-parleur est proportionnelle à la contre-excitation générée, au moins dans la plage de fréquence d'intérêt.

Par contre, pour l'actionneur rotatif, c'est la *fréquence* de modulation de la contre-excitation qui est proportionnelle au signal de pilotage, dans ce cas une consigne de vitesse de rotation. Nous avons donc un système qui fonctionne comme un oscillateur contrôlé en tension¹, sauf que :

- la contre-excitation n'est pas sinusoïdale, mais riche en harmoniques,
- l'amplitude de la contre-excitation dépend globalement de la différence de pression aux bornes de la vanne : la pression dans l'accumulateur et la pression dans la

¹anglais: VCO = Voltage Controlled Oscillator; la relation entre la consigne x et le signal de sortie y s'écrit : $y = A \cos xt$, où l'amplitude A est constante

turbine à l'endroit d'injection. Elle dépend des paramètres de fonctionnement de la turbine.

Des composants de type VCO sont souvent utilisés dans des systèmes où la phase d'un signal doit être pilotée. Ceci est souvent réalisé à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase², dont il existe de nombreuses implantations analogiques aussi bien que numériques [27]. Dans le cadre de cette thèse, une implantation spécifique a été développée (chapitre 14).

13.2.2 Constitution générale

Comme expliqué auparavant, l'excitation naturelle de la turbine a en général un composant spectral prépondérant à la fréquence de précession de l'écoulement au sein du diffuseur. D'autre part, le système d'excitation génère une fluctuation dont seule la fréquence fondamentale est pilotable et accordée à la fréquence de précession. Les deux excitations à cette fréquence peuvent être représentées par des phaseurs.

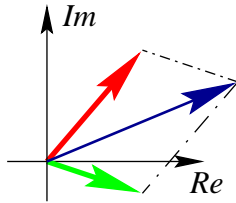


FIG. 13.1 – Phaseurs associés à l'excitation naturelle et à la contre-excitation

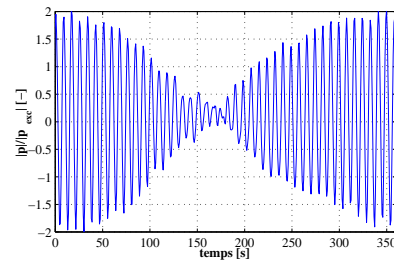


FIG. 13.2 – Battements générés par deux sources hydroacoustiques

Si la pulsation des deux phaseurs diffère légèrement, un phénomène de battements s'installe. La figure 13.2 montre ces battements, générés à l'aide de deux sources hydroacoustiques, mesurés sur la boucle pf_4 .

Le régulateur doit piloter le phaseur de la contre-excitation de manière à minimiser les fluctuations pulsantes globales. Pour cela, deux tâches doivent être accomplies.

1. La contre-excitation doit être synchronisée en fréquence et en phase avec l'excitation naturelle. Cette *synchronisation* permet d'imposer une *phase relative constante* entre les deux excitations. On distingue les étapes suivantes :

- (a) détection de la fréquence prépondérante de la perturbation,
- (b) ajustement de la vitesse de rotation moyenne de la vanne rotative à cette fréquence,

²anglais: PLL = Phase Locked Loop

- (c) mesure de la différence de phase relative entre la contre-excitation et l'excitation naturelle de la machine hydraulique,
- (d) verrouillage de la phase relative en modifiant légèrement la vitesse de la vanne rotative autour de sa vitesse de rotation moyenne,

En synchronisant ainsi l'excitation naturelle avec la contre-excitation, l'amplitude des fluctuations de pression pulsantes dans l'installation hydraulique devrait rester à un niveau constant pour un débit d'excitation donné.

2. La deuxième tâche est la *minimisation* de la résultante des deux excitations.
 - (a) La phase relative étant verrouillée et constante, elle doit être adaptée pour que la contre-excitation se trouve en *opposition de phase* par rapport à l'excitation naturelle.
 - (b) Un dernier paramètre à contrôler est l'*amplitude* de la contre-excitation, qui dépend directement du débit d'excitation. Le régulateur doit pouvoir optimiser ce débit d'excitation.

Le régulateur consiste donc en deux boucles imbriquées. La première prend soin de la synchronisation et s'exécute le plus rapidement possible. Autour de cette boucle, un processus d'optimisation plus lent identifie les paramètres optimaux du système d'excitation.

Le schéma fonctionnel de la régulation est présenté dans la figure 13.3.

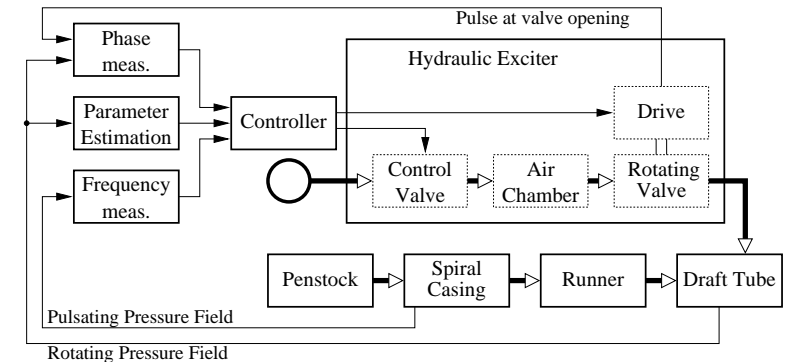


FIG. 13.3 – Schéma fonctionnel de la stratégie de commande

13.2.3 Synchronisation

L'excitation naturelle pulsante (§4.3) et la contre-excitation ne sont pas directement mesurables dans la machine :

- Le signal *accessible* dans une machine est la somme vectorielle de ces deux excitations. Il n'existe pas une mesure facile pour les dissocier.
- On ne mesure qu'une réponse dynamique aux excitations à un certain endroit et non pas l'excitation même.

Pour contourner le problème, nous allons mesurer des signaux *synchrones* avec le champ pulsant d'un côté et la contre-excitation de l'autre :

- Pour la contre-excitation, ce signal est facile à obtenir en mettant un capteur optique sur l'arbre de l'obturateur de la vanne. Ainsi, une impulsion est générée pour chaque ouverture de l'obturateur.
- Pour le champ pulsant, nous partons de l'hypothèse que la phase relative entre le champ pulsant et le champ tournant dans le cône du diffuseur ne change pas ou au pire change suffisamment lentement. Cela permet de prendre le champ tournant comme signal de référence.

La synchronisation par rapport au champ tournant, et non pas au champ pulsant, est préférable car l'injection d'un débit modulé par l'excitatrice agit sur le champ pulsant et non (ou peu) sur le champ tournant [77]. Le phénomène physique de référence est donc toujours présent, ce qui garantit une estimation correcte de la fréquence de précession et de sa phase. Ceci ne serait pas le cas si les fluctuations pulsantes avaient été prises comme référence, parce qu'elles dépendent de la contre-excitation.

13.2.4 Minimisation des fluctuations hydrauliques

La synchronisation permet d'imposer une phase relative constante entre les deux signaux. Le déphasage optimal pour lequel les fluctuations hydroacoustiques au sein de l'installation sont minimales, n'est malheureusement pas connu :

- Comme le déphasage entre le champ tournant et le champ pulsant n'est pas connu a priori, il n'est donc pas garanti que le déphasage entre l'actionneur rotatif et le champ pulsant soit optimal.
- La position angulaire du capteur qui délivre le top par ouverture de la vanne peut être choisi arbitrairement.

C'est pourquoi un algorithme d'optimisation est nécessaire pour optimiser :

1. le déphasage supplémentaire à ajouter,
2. l'amplitude de la contre-excitation. Cette amplitude est réglée en ajustant l'angle d'ouverture d'une vanne de contrôle qui se trouve dans le circuit de l'excitatrice.

13.2.5 Implantation

L'implantation de la synchronisation et l'algorithme d'optimisation font l'objet des chapitres 14 et 15.

13.3 Aspect matériel et logiciel du régulateur

Le choix du matériel pour implanter un régulateur de laboratoire est influencé par les spécifications suivantes. Le système doit être

- flexible,
- suffisamment performant (rapidité d'exécution),
- permettre un temps de développement acceptable.

Pour cette raison, la régulation est réalisée à l'aide d'un ordinateur personnel équipé d'une carte d'acquisition multifonction (entrées/sorties analogique et digitales) *AT-MIO-16XE-10* de la compagnie *National Instruments*, aisément programmable avec le logiciel *LabVIEW*

Cet environnement de développement performant permet de créer et d'utiliser des instruments virtuels, par exemple un analyseur, un générateur de fonctions ou un régulateur PID. *LabVIEW* est un langage totalement graphique : la programmation se fait à l'aide d'icônes que l'utilisateur manipule. Plusieurs bibliothèques de fonctions sont à la disposition de l'utilisateur et couvrent des domaines tels que :

- fonctions mathématiques
- traitement du signal
- pilotes pour nombre de systèmes d'acquisition
- acquisition de données

13.4 Essais de développement du régulateur

13.4.1 Objectifs

Les objectifs de ces essais de développement sur la *plate-forme 4* consistent à

- élaborer et vérifier le fonctionnement correct de l'algorithme de pilotage choisi,
- évaluer les performances du régulateur en termes de rapidité de convergence, de stabilité, . . . ,
- montrer l'efficacité d'un système de contrôle actif pour la réduction des fluctuations hydrauliques.

13.4.2 Dispositif expérimental

Le montage utilisé pour les essais se compose principalement d'un conduit de section circulaire de diamètre 100 mm. Ce circuit est équipé de deux sources hydroacoustiques. L'une appelée *source primaire*, servira à émettre l'excitation hydraulique supposée indésirable tandis que l'autre, la *source secondaire* émettra la contre-excitation. Le but est de réduire au maximum les effets de la source primaire par la commande de l'action de la source secondaire.

Chacune de ces sources est une excitatrice hydraulique de type vanne rotative, ayant une section de passage différente. La figure 13.4 montre le montage des deux sources sur

l'installation :

- à droite : la petite excitatrice, avec un alésage $\phi 17$ mm, utilisée comme source primaire,
- à gauche : la grande excitatrice (alésage $\phi 80$ mm) qui prend le rôle de source secondaire.

Remarquons que les fluctuations hydrauliques naturelles à charge partielle de la petite pompe-turbine de la plate-forme n'étaient pas suffisamment importantes pour servir de source primaire.

Du point de vue de la mesure, deux capteurs de pression dynamique sont installés sur la boucle d'essais :

- un capteur de pression, mesurant la pression acoustique à l'entrée de l'accumulateur de la petite vanne rotative (source primaire), pour jouer le rôle du "champ tournant" dans le cône du diffuseur d'une turbine Francis.
- un capteur de pression, qui se situe sur le conduit entre les deux sources. Cette mesure joue le rôle du "champ pulsant" dans le diffuseur et constitue le signal d'erreur du processus d'optimisation des paramètres du régulateur.

Ces capteurs de pression sont de type piézoélectrique. Leur signal est conditionné par un amplificateur de charge qui délivre un signal $-10/+10$ V.

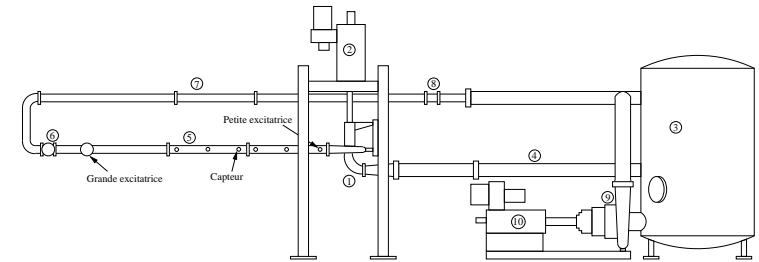


FIG. 13.4 – Montage expérimental sur la boucle PF4 du LMH

Chapitre 14

Implantation du régulateur : synchronisation

14.1 Introduction

Afin de synchroniser l'actionneur avec l'excitation naturelle de la turbine, la mesure rapide et précise du déphasage entre le champ tournant et une impulsion donnée par cycle d'ouverture de la vanne rotative s'impose. Dans les paragraphes suivants, nous présentons une méthode dans ce but. L'objectif consiste à piloter l'actionneur pour qu'il soit capable de se recaler en fréquence et en phase avec la fréquence fondamentale du champ tournant.

Nous pouvons décomposer le problème afin de mieux discerner les difficultés inhérentes à la détermination de chacun de ces paramètres. La synchronisation en fréquence et en phase respectivement dans les paragraphes 14.2 et 14.3.

Dans la section 14.4, les résultats expérimentaux relatifs à la synchronisation sont discutés.

14.2 Synchronisation en fréquence

14.2.1 Constitution générale

Pour établir cette procédure de détection de fréquence, nous nous sommes basés sur le principe de poursuite des passages par zéro.

Le signal à traiter est périodique, caractérisé par une fréquence fondamentale et ses harmoniques. On cherche à estimer cette fréquence fondamentale f_{ff} . Il s'agit en fait de procéder à une estimation des instants t_0^i correspondant aux passages par zéro, sur les alternances positives. L'estimation de la fréquence fondamentale s'effectue alors directement en posant $f_{ff} = 1/T$ avec $T = t_0^i - t_0^{i-1}$.

Ce détecteur de fréquence est constitué essentiellement d'un échantillonneur, d'un filtre passe-bas, d'un détecteur de zéro et d'un estimateur des instants t_0^i . Le détecteur de fréquence présenté ici fonctionne selon le schéma représenté dans la figure 14.1.

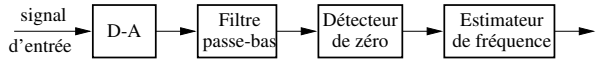


FIG. 14.1 – Estimation de la fréquence d'un signal périodique

14.2.2 Acquisition des données

Aspects matériel et logiciel

Bien que *LabView* constitue un environnement d'acquisition de données performant sur PC, il ne permet pas d'implanter des boucles de réglage très rapides. L'ordinateur utilisé (pentium 90, *Windows 95* et *LabView 4.0*) permet d'exécuter la boucle de réglage approximativement une dizaine de fois par seconde.

L'ordinateur est assez performant pour effectuer le pilotage, qui ne nécessite pas un temps de réponse très rapide afin de verrouiller la phase relative. Effectivement, si la vitesse de rotation de la vanne rotative est proche de la précession, le déphasage s'effectue lentement. Or, l'enregistrement en parallèle des mesures ralentit la vitesse de l'exécution du régulateur jusqu'à influencer légèrement les résultats de manière négative.

Echantillonnage

La mesure des pressions acoustiques associées au champ tournant est faite sur au moins deux signaux temporels de pression pris sur une même section transversale circulaire du cône du diffuseur. Nous supposons que les capteurs sont répartis uniformément. Par exemple pour quatre capteurs, leur position est représentée dans la figure 16.3 ($c_1 \dots c_4$). Ainsi, les champs tournant et pulsant dans le domaine temporel se calculent comme suit :

$$p_p(k) = (p_1(k) + p_2(k) + p_3(k) + p_4(k)) / 4 \quad (14.1)$$

$$p_t(k) = p_1(k) - p_p(k) \quad (14.2)$$

La fréquence de précession de l'écoulement en rotation sur modèle réduit est typiquement comprise entre 3 et 6 Hz.

Ce signal d'entrée, que l'on note $y(t)$, est échantillonné à la fréquence $f_s = 1/T_s$. Ainsi, à l'instant t_k , il s'écrit :

$$y(t_k) = y(k T_s) = y(k)$$

En règle générale, on prend f_s dix fois supérieure à la plus haute fréquence à laquelle on est intéressé. Une fréquence d'échantillonnage de 128, 256 ou 512 Hz est donc largement suffisante.

Implantation

Afin de pouvoir déterminer le passage par zéro de manière précise, nous utilisons un buffer circulaire (figure 14.2), rempli en tâche de fond par la carte d'acquisition via un

accès direct à la mémoire vive (DMA). Le transfert des données à notre application et leur traitement (calculs, rafraîchissement de l'écran, en particulier les graphiques) est relativement coûteux en temps d'exécution. L'astuce consiste à transférer ces données par paquets de n mesures au lieu de les transférer une par une. De cette manière, la fréquence d'échantillonnage reste élevée tout en préservant une vitesse d'exécution de l'ordre d'une dizaine de boucles par seconde.

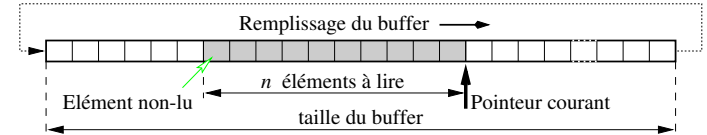


FIG. 14.2 – Principe de fonctionnement d'un buffer circulaire

Remarquons qu'il est préférable que le nombre n soit aussi petit que possible. Effectivement, les données sont transférées au programme au moment où n données sont disponibles. Il y a donc un petit retard dans la lecture des données de n/f_s secondes. Ceci a peu d'importance vu le caractère adaptatif du régulateur, qui optimisera la consigne du déphasage.

Le nombre n doit être déterminé expérimentalement. Ceci se fait facilement en regardant le nombre de données non lues dans le buffer circulaire. Si ce nombre, qui est normalement proche de zéro, commence à augmenter, l'ordinateur n'arrive plus à traiter assez vite les données. En conséquence, le buffer circulaire se remplit jusqu'à ce que des données non lues soient écrasées par de nouvelles données.

La limite supérieure de n est déterminée par $n < N_p/2$ où N_p correspond au nombre d'échantillons pour une période du phénomène à suivre (figure 14.4). Sinon, il est possible que soit aucun, soit deux passages par zéro se trouvent dans les n échantillons. Dans ce cas, la phase relative ne peut pas être déterminée correctement, comme expliqué plus loin dans le paragraphe 14.3.2.

14.2.3 Filtrage

Caractéristiques

Après un filtrage anti-repliement et digitalisation, le signal $y(k)$ est filtré numériquement en utilisant un filtre passe-bas à réponse impulsionnelle infinie (*RII*) de type elliptique. Ce filtre possède l'avantage par rapport à des filtres à réponse impulsionnelle finie (*RIF*) de nécessiter moins de coefficients pour obtenir un filtrage similaire. Le calcul de ce filtre est donc plus rapide. Par contre deux désavantages se profilent :

- la réponse de phase est non linéaire, mais pour notre application cela n'a pas d'importance, vu que le déphasage doit de toute manière être optimisé après (chapitre 15),

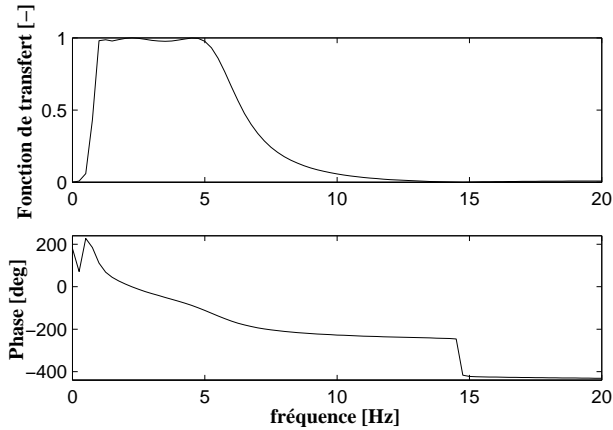


FIG. 14.3 – Fonction de transfert du filtre RIF utilisé

- la filtre peut présenter un problème d'instabilité. Il est donc nécessaire de bien vérifier son bon fonctionnement.

Un filtre elliptique minimise l'erreur par rapport à une caractéristique idéale¹ en la répartissant aussi bien dans la bande passante que dans la bande d'arrêt. Ce type de filtre donne la transition la plus rapide entre la bande passante et la bande d'arrêt, ce qui explique sa popularité dans maintes applications.

Ce filtre a pour but d'atténuer suffisamment les harmoniques pour pouvoir supposer que le signal à l'entrée du détecteur de zéro soit quasi-sinusoidal, ce qui lève toute ambiguïté sur les franchissements par zéro. Si nécessaire, le signal filtré est recentré par soustraction à chaque échantillon de la valeur moyenne \hat{y} du signal d'entrée. Le signal filtré recentré est noté :

$$y^*(k) = F[y(k)] - \hat{y}$$

$F[\cdot]$ symbolise le filtrage numérique. Le filtrage est directement implanté par utilisation des filtres disponibles dans *LabView*. La figure 14.3 montre la caractéristique du filtre.

14.2.4 Détecteur de zéros

Principe

Comme son nom l'indique, il sert à détecter les instants des passages par zéro de son signal d'entrée (figure 14.4).

¹Fonction de transfert idéale d'un filtre : 1 dans la bande passante, 0 dans la bande d'arrêt.

Il calcule à partir d'un vecteur contenant les n dernières valeurs acquises (voir 14.2), l'indice k de l'élément pour lequel

$$\begin{aligned} y(k) &< 0 \\ y(k+1) &\geq 0 \end{aligned}$$

Ensuite, une interpolation linéaire entre $y(k)$ et $y(k+1)$ est appliquée afin de déterminer de manière précise l'instant exact $\Delta k \in [0, 1]$ du passage par zéro.

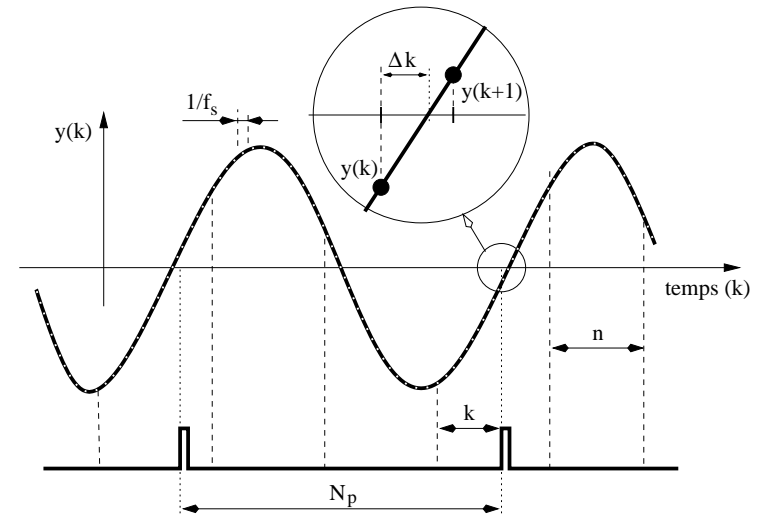


FIG. 14.4 – Détection des passages par zéro et mesure de la fréquence

Implantation

Au niveau de la programmation en *LabView*, une petite astuce est nécessaire. Effectivement, à chaque exécution de la boucle un paquet de n données $y^i(n)$ est récupéré. L'indice i réfère à l'ordre d'arrivée du paquet en question. Si le passage à zéro se situe entre deux paquets, le passage ne sera pas détecté.

La solution retenue consiste à vérifier s'il n'y a pas de passage par zéro dans l'intervalle $[y^{i-1}(n), y^i(1)]$ [6].

14.2.5 Estimateur de fréquence

Principe

L'estimation de la fréquence se base sur le comptage du nombre d'échantillons entre deux passages par zéro successifs du signal de référence, comme illustré dans la figure 14.4. A chaque exécution de la boucle, les opérations suivantes sont effectuées :

- Acquisition de n données

- Si passage par zéro

$$N_p = N + k + \Delta k$$

$$N = n - (k + \Delta k)$$

Sinon

$$N_p = N_p$$

$$N = N + n$$

Les passages par zéro contrôlent la remise à zéro du compteur courant N . La valeur de N_p n'est mise à jour qu'une fois par période. Le temps entre deux impulsions est alors $t_p = N_p/f_s = 1/f_p$, avec f_s la fréquence d'échantillonnage.

Précision

Afin d'avoir une idée de la précision avec laquelle la fréquence peut être mesurée, elle est comparée à une fréquence de référence. Le tableau 14.1 présente les résultats obtenus en fonction des différents paramètres en jeu :

- n est le nombre d'échantillons transférés en bloc (§14.2.2),
- f_s [Hz] est la fréquence d'échantillonnage,
- f_{ref} [Hz] est la fréquence de référence du signal généré avec un générateur de fonctions de précision,
- f_{est} [Hz] est la fréquence estimée par l'approche présentée dans le paragraphe précédent,
- $\sigma_{f_{est}}$ est la déviation standard de la fréquence estimée.

Les conditions pour lesquelles la limite supérieure a été dépassée (voir le paragraphe *implantation* de la section 14.2.2) sont indiquées par un trait, puisqu'il est alors impossible de détecter la fréquence correctement.

Globalement, cette méthode permet de déterminer la fréquence avec une précision de deux centièmes de Hertz (valeur majorante). Cette précision est largement suffisante pour notre application.

14.3 Synchronisation en phase

14.3.1 Constitution générale

Hormis sa fréquence et son amplitude, la phase est une des grandeurs caractéristiques d'un signal périodique. Dans ce paragraphe nous développons une méthode rapide pour

n	f_s	f_{ref}	f_{est}	$\sigma_{f_{est}}$	n	f_s	f_{ref}	f_{est}	$\sigma_{f_{est}}$
16	256	1	1.000684	0.000222	32	128	1	1.000629	0.000068
16	256	2	2.014336	0.000334	32	128	2	2.014014	0.000536
16	256	3	3.009043	0.000326	32	128	3	—	—
16	256	4	4.010232	0.000451	24	128	1	1.000618	0.000085
16	256	5	5.004849	0.000512	24	128	2	2.014082	0.000187
16	256	6	6.002257	0.000722	24	128	3	—	—
16	256	7	6.998489	0.001350	8	128	1	1.000427	0.000571
16	256	8	7.993371	0.002180	8	128	2	2.013754	0.000788
16	256	9	—	—	8	128	3	3.008531	0.000307
16	128	1	1.000655	0.000069	8	128	4	4.009605	0.000508
16	128	2	2.014139	0.000176	8	128	5	5.004334	0.000584
16	128	3	3.008689	0.000342	8	128	6	6.001785	0.000899
16	128	4	4.009862	0.000454	8	128	7	6.997745	0.001831
16	128	5	—	—	8	128	8	7.993013	0.002626
16	64	1	1.000641	0.000074	8	128	9	—	—
16	64	2	2.013989	0.000207	8	64	1	1.000624	0.000081
16	64	3	—	—	8	64	2	2.013821	0.000189
					8	64	3	3.008557	0.000410
					8	64	4	4.009710	0.000471
					8	64	5	—	—

TAB. 14.1 – Précision du détecteur de fréquence

estimer la phase d'un signal par rapport à un signal de référence. Elle réduit le temps d'estimation du déphasage à une seule période du phénomène prépondérant.

Le signal de référence est un train d'impulsions synchrones avec le champ tournant. Nous voulons estimer le déphasage d'un deuxième train d'impulsions qui lui est synchrone avec deux fois² la vitesse de rotation de l'actionneur hydraulique.

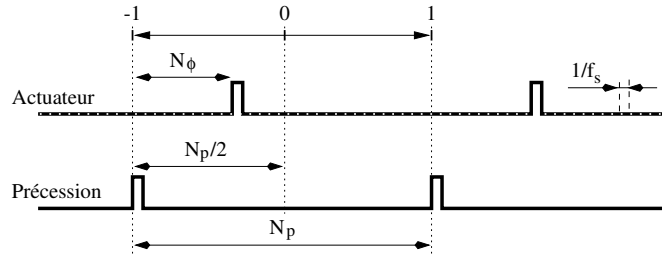


FIG. 14.5 – Détection du déphasage entre deux trains d'impulsions

En connaissant le nombre d'échantillons correspondant à une période N_p de la précession, et le nombre d'échantillons correspondant au décalage N_ϕ entre deux impulsions, le déphasage se calcule comme (figure 14.5)

$$\phi = 2\pi(N_\phi - N_p)/N_p \quad (14.3)$$

Cette information constitue le signal d'erreur pour un régulateur PID, dont la tâche est de garantir que les deux phénomènes restent bien synchronisés en augmentant ou diminuant quelque peu la vitesse de rotation de l'actionneur.

En plus, l'algorithme a été adapté de manière qu'un déphasage quelconque dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$ puisse être spécifié. Cela permet donc de décaler arbitrairement la phase relative entre les deux signaux.

14.3.2 Implantation

L'algorithme fonctionne correctement pour autant qu'il y ait une alternance des impulsions venant du signal de référence (le champ tournant) et des impulsions venant de l'obturateur. Le rapport [6] décrit comment assurer cette exigence.

²deux injections d'eau par tour de rotation de l'obturateur

14.4 Résultats expérimentaux [9, 11]

14.4.1 Evolution de la pression acoustique en fonction de la phase relative

L'algorithme de synchronisation permet de spécifier un déphasage fixe entre les sources primaire et secondaire. La figure 14.6.a représente l'évolution des amplitudes de la pression ($|p|/|p_{ref}^{ff}|$) en fonction du déphasage. Il s'agit de la pression acoustique mesurée dans la conduite de l'installation entre les deux excitatrices. Rappelons que pour cette mise au point, l'excitation naturelle est simulée par la source primaire et que le débit d'excitation est optimal. En abscisse, les données sont relatives au déphasage optimal. Les amplitudes, en ordonnée, sont rendues sans dimension en divisant par l'amplitude de l'excitation naturelle à la fréquence fondamentale (ff). Elles sont moyennées, puisque l'amplitude peut osciller légèrement pour un déphasage relatif donné.

Aux alentours du déphasage optimal, les amplitudes sont facilement réduites d'un facteur 50 (figure 14.6.b). Dans le cas le plus favorable, un facteur 200 a même été enregistré. On observe que le deuxième harmonique est minimisé pour des valeurs de déphasage qui diffèrent du déphasage optimal de l'harmonique fondamentale. En particulier à ϕ_{opt} , le deuxième harmonique est amplifié et atteint, pour ce cas précis, une amplitude du niveau de l'excitation source.

Sur la figure 14.7, les amplitudes des harmoniques sont rendues sans dimension par rapport à l'amplitude de l'harmonique correspondant de l'excitation naturelle. Cette figure montre que la pression acoustique à la deuxième fréquence harmonique double en amplitude. Au troisième harmonique, elle est même multiplié par 10 aux alentours de la phase optimale. Toutefois, en valeur absolue, l'amplitude du troisième harmonique ne dépasse guère la moitié de l'amplitude de l'excitation naturelle (à la ff).

On observe également une bonne concordance entre l'évolution théorique des amplitudes et les mesures. Effectivement, la somme de deux sinusoïdes déphasées d'un angle α s'écrit comme $e^{j\omega t} + e^{j(\omega t + \alpha)} = (1 + e^{j\alpha})e^{j\omega t}$. L'amplitude varie donc théoriquement comme $|1 + e^{j\alpha}|$ et peut être explicitée comme :

$$|p| = \sqrt{2 + 2\cos(\phi - \phi_{opt.} - \pi)}$$

si l'on exprime cette amplitude relative au déphasage optimal. Le fait que les amplitudes mesurées ne diminuent pas jusqu'à zéro pour $\phi - \phi_{opt.} \approx 0$ et augmentent au dessus de 2 pour $\phi - \phi_{opt.} \approx 180^\circ$ est dû à un réglage non optimal du débit injecté dans le circuit par la source secondaire. Effectivement, la grande excitatrice est surdimensionnée pour la *plate-forme 4*. Cela rendait le réglage du débit, par une vanne d'étranglement à la sortie de la pompe d'injection, assez fastidieux.

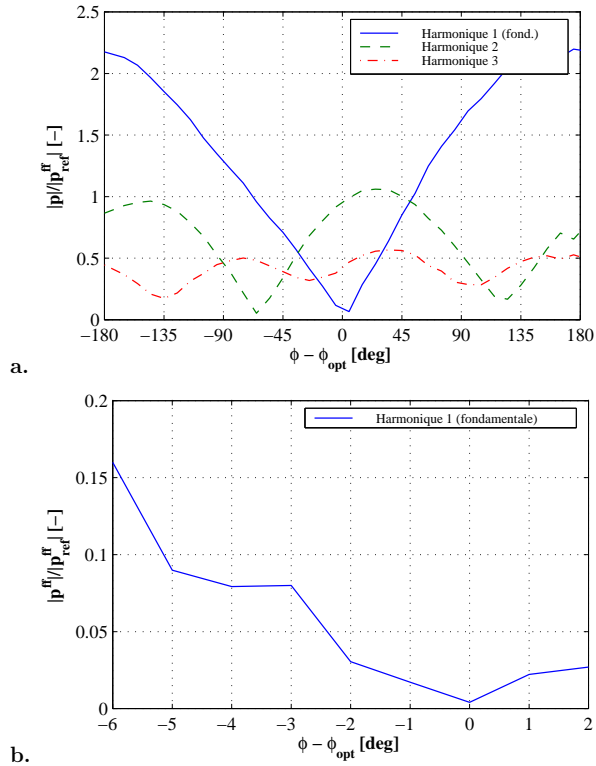


FIG. 14.6 – Amplitude de la pression acoustique en fonction du déphasage relatif entre excitation naturelle et contre-excitation.

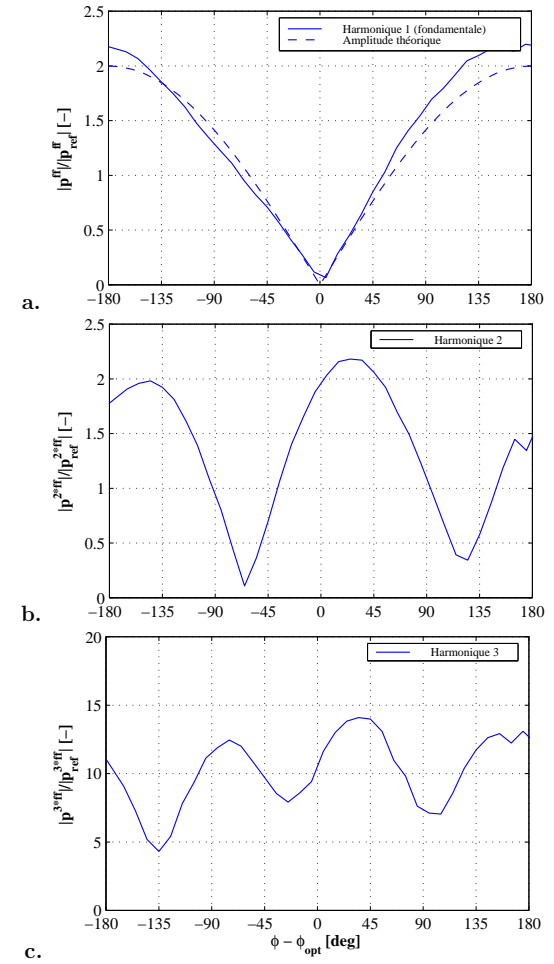


FIG. 14.7 – Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du déphasage relatif entre l'excitation naturelle et la contre-excitation :
 a. fréquence fondamentale b. deuxième harmonique c. troisième harmonique

14.4.2 Spectres d'amplitude pour un fonctionnement optimal

Observations générales

Pour cette expérience, le débit d'excitation et le déphasage optimal sont réglés manuellement et restent fixe. Seul le régulateur de synchronisation est utilisé, et pas le régulateur optimisant.

La figure 14.9 montre les spectres d'amplitude de la pression acoustique dans la conduite entre les deux sources hydrauliques, et cela pour les trois cas suivants :

- la source primaire fonctionne toute seule,
- la source secondaire fonctionne toute seule,
- les deux sources fonctionnent, avec un déphasage optimal afin d'obtenir une réduction maximale de la pression acoustique.

On voit que les fluctuations de pression à la fréquence fondamentale sont très fortement atténuées.

Linéarité

Les figures 14.7 et 14.9 confirment que le système hydraulique peut être considéré comme linéaire, en tout cas pour les fréquences qui nous intéressent. Ceci est également illustré dans la figure 14.8. La somme de la trace temporelle de la pression acoustique à partir de l'excitation naturelle seule et la contre-excitation seule, correspond relativement bien à la mesure directe de cette grandeur.

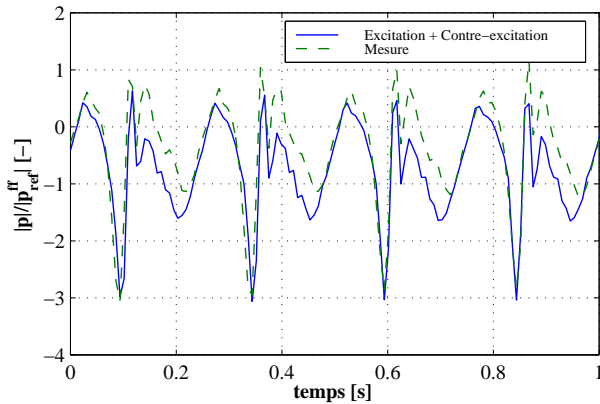


FIG. 14.8 – Trace temporelle de la pression acoustique

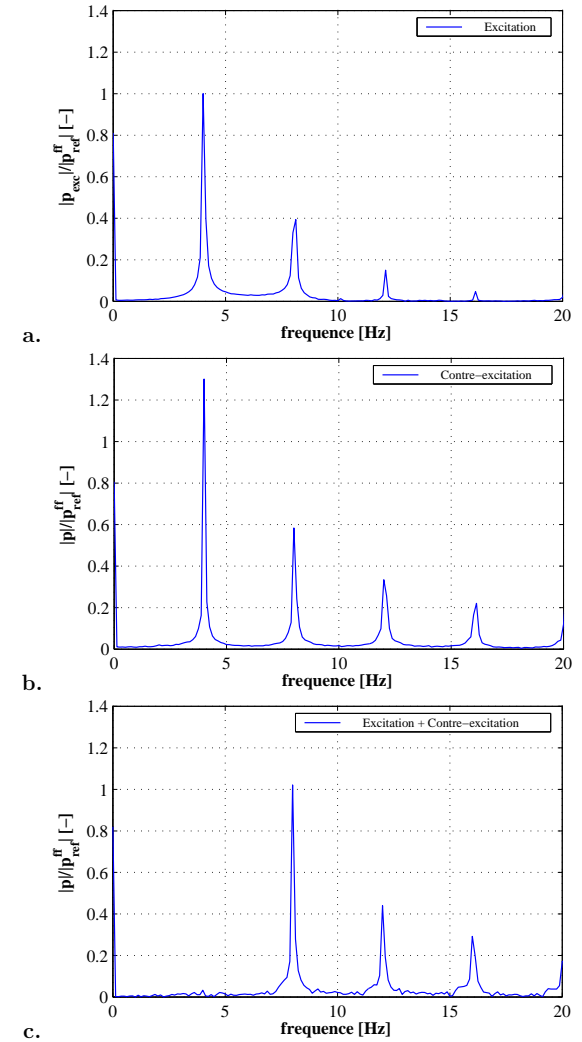


FIG. 14.9 – Spectres d'amplitude de la pression acoustique dans la conduite pour un déphasage relatif optimal entre l'excitation naturelle et la contre-excitation :

a. excitation naturelle b. contre-excitation c. excitation nat. + contre-excitation

14.5 Conclusion

Ce chapitre décrit une manière de mesurer rapidement la phase relative à une fréquence spécifique entre deux phénomènes. Cette méthode se base sur le comptage du nombre d'échantillons entre deux impulsions, dont chacune est associée à l'un des phénomènes. Elle est à la fois rapide et simple à implanter.

Un régulateur utilise cette information pour synchroniser correctement l'ouverture de la vanne rotative avec un signal de référence.

Chapitre 15

Implantation du régulateur : optimisation

15.1 Introduction

Maintenant que la contre-excitation (source secondaire) a pu être synchronisée avec l'excitation naturelle (source primaire) de la turbine, la phase relative entre les deux doit encore être optimisée afin d'obtenir une réduction maximale des fluctuations hydrauliques dans la boucle d'essais. Ce processus consiste à rechercher un extremum, dans notre cas un minimum. Plusieurs approches existent afin de parvenir à ce but. Elles sont discutées dans les sections 15.3 et 15.4.

Des algorithmes ont été testés lors d'essais de développement. La section 15.6 présente les résultats de l'optimisation de la phase relative. Dans la section 15.7, le deuxième paramètre à optimiser (le débit d'excitation) est ajouté dans l'algorithme.

15.2 Généralités

La démarche visant à faire fonctionner un système en continu, à une performance maximale, est appelée recherche d'un extremum¹ [118]. C'est une problématique souvent rencontrée dans des applications industrielles, où l'ajustement d'un ou plusieurs paramètres permet d'optimiser un certain critère de performance statique. Des exemples de domaines d'application sont les systèmes de génération de puissance, le réglage de processus chimiques ou encore les processus de combustion.

Généralement, l'optimisation de processus est une tâche complexe, qui nécessite souvent des ressources de calcul importantes où on utilise des algorithmes sophistiqués afin d'optimiser simultanément un ensemble de paramètres relatifs à des critères de performance complexes.

Dans un premier temps, notre problème peut être réduit à un système dont un seul paramètre $u(k)$ est ajusté pour optimiser une fonction de performance $y(k)$ ayant un

¹Anglais : self-tuning extremum control

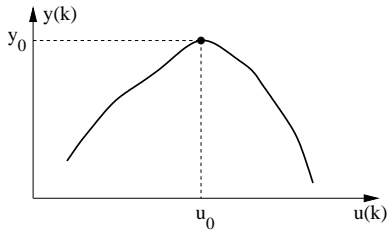


FIG. 15.1 – Fonction de performance pour un système à un seul paramètre.

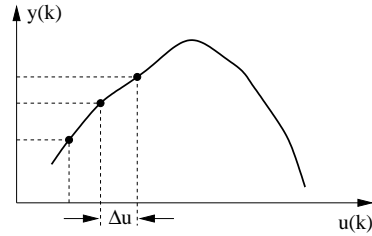


FIG. 15.2 – Un algorithme simple d’ascension de colline, dans lequel des pas d’une longueur fixe h sont utilisés jusqu’à ce que $y(t)$ diminue. Le pas est alors inversé.

extremum global mais pas d’extrema locaux (figure 15.1).

Remarquons que la fonction de performance $y(k)$ et le paramètre ajusté $u(k)$ sont exprimés comme fonction du pas de temps k . Ceci pour souligner que dans le domaine des régulateurs optimisants, la variable $u(k)$ est une entrée de réglage que l’algorithme fera varier dans le temps. De la même manière $y(k)$ représente la sortie en termes de ‘performance’ du processus. Le rôle du régulateur optimisant est d’agir sur l’entrée $u(k)$ en fonction des mesures de la sortie $y(k)$.

En général, l’entrée $u(k)$ agit sur la fonction de performance à travers une fonction de transfert dynamique $G_1(s)$, tout comme la sortie $y(k)$ est mesurée après avoir passé un système dynamique $G_2(s)$. Il est ici supposé que la relation entre $y(k)$ et $u(k)$ ne dépend d’aucun composant dynamique, pour que $G_1(s)$ et $G_2(s)$ puissent être ignorées ou soient considérées comme non existantes.

15.3 Algorithmes de recherche d’un extremum

15.3.1 Introduction

Une approche d’optimisation serait une technique d’ascension de colline², afin d’évoluer d’une position initiale vers une position optimale, en une série de pas.

15.3.2 Algorithme à pas fixe

L’algorithme le plus simple n’utilise aucune information concernant la forme de la courbe de performance. A partir d’une position initiale u_1 , un déplacement arbitraire à $u_1 + \Delta u$ est effectué. Les valeurs correspondantes y_1 et y_2 sont alors estimées et comparées. Si y_2 est plus grand que y_1 , $u_2 = u_1 + \Delta u$ est adoptée comme valeur de $u(k)$. Dans le cas

²hill-climbing

contraire, $u_2 = u_1 - \Delta u$ est utilisée. Cette recherche par ‘tâtonnements’ est un processus continu.

Finalement, la valeur de $u(k)$ s’approchera du point optimal u_0 , avec une vitesse dépendant de la largeur de Δu . Proche du point de fonctionnement optimal, le signal d’entrée $u(k)$ oscillera autour de u_0 . Cette approche ne repose sur aucune hypothèse concernant les paramètres de fonction de performance et est plutôt robuste.

Les principaux désavantages sont les suivants :

- La convergence peut être lente si le pas Δu est petit ; ceci peut être ‘coûteux’ si le prix d’un fonctionnement non optimal est élevé.
- Si Δu est grand, l’algorithme peut osciller autour du point optimal avec une amplitude qui est relativement grande.
- L’algorithme peut faire des pas dans la mauvaise direction sous l’influence de bruit de mesure. Pour éviter cela, la fonction de performance doit être filtrée correctement afin d’enlever ce bruit.

15.3.3 Algorithme à pas variable

Cet algorithme simple à pas fixe peut être amélioré si le gradient dy/du est connu. Cette information permet d’ajuster le taux de montée en fonction du gradient. La règle d’ajustement de u_1 à la nouvelle valeur u_2 de $u(k)$ est donnée par

$$u_2 = u_1 + \gamma \left[\frac{dy}{du} \right]_{u=u_1}$$

où γ est un paramètre de gain contrôlant la convergence spécifié par l’utilisateur.

L’avantage de cet algorithme réside dans le fait que l’ajustement de u dépend du gradient à chaque pas de temps : le pas est grand quand l’algorithme est loin du point optimal et plus petit si on s’approche de ce point. En général, cet algorithme est fiable et beaucoup plus rapide que l’algorithme à pas fixe. Les principaux désavantages sont :

- une mesure du gradient est nécessaire et le gain γ doit être choisi par l’utilisateur,
- la mesure du gradient peut être sensible au bruit, donnant lieu à un comportement irrégulier.

15.3.4 Algorithme à pas variable : Gauss-Newton

L’étape suivante dans la sophistication de l’algorithme suppose la connaissance de la deuxième dérivée d^2y/du^2 . Dans ce cas la règle d’ajustement s’écrit :

$$u_2 = u_1 - \gamma \left[\frac{dy}{du} / \frac{d^2y}{du^2} \right]_{u=u_1}$$

Cet algorithme de type Gauss-Newton a la particularité de converger très vite dans la plupart des cas. En particulier, si la relation entre $u(k)$ et $y(k)$ est quadratique, l’algorithme peut converger dans un seul pas en absence de bruit. Le désavantage principal de

cette optimisation de Gauss-Newton est la nécessité de connaître à la fois le gradient et la seconde dérivée de la fonction de performance. Si ces deux grandeurs sont mesurables, elles peuvent être très affectées par la présence de bruit $e(k)$.

Le but d'une stratégie de commande optimisante est d'atteindre des performances comparables à la méthode d'optimisation Gauss-Newton, même en présence de bruit.

15.4 Recherche d'un extremum avec estimation récurrente du pas

15.4.1 Constitution générale

Les dérivées qui apparaissent dans la méthode d'optimisation Gauss-Newton sont en général inconnues. L'idée derrière cet algorithme d'optimisation consiste en l'utilisation d'une procédure récurrente d'estimation afin d'identifier ces dérivées. Ainsi, à chaque pas de temps, l'estimation la plus récente est utilisée pour déterminer une nouvelle valeur de $u(k)$. Cette approche est illustrée dans la figure 15.3. Comparée aux procédures d'ascension de colline présentées dans la section 15.3, cette approche implémente une identification en ligne pour calculer le pas de montée utilisé par l'algorithme.

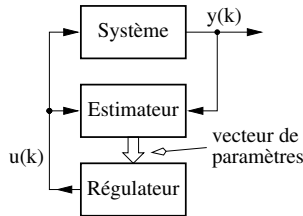


FIG. 15.3 – Schéma bloc d'un régulateur optimisant. L'estimateur utilise $u(k)$ et $y(k)$ pour déterminer les paramètres caractéristiques de la fonction de performance du système. Le régulateur prend ensuite ces estimations pour estimer le point de fonctionnement optimal.

15.4.2 Fonction de performance

Un des éléments clés est le modèle présumé de la fonction de performance. Nous commençons l'exploration du problème d'optimisation pour un cas uni-dimensionnel en exprimant certaines hypothèses concernant la fonction de performance :

Hyp. 1 La relation entre la fonction de performance $y(k)$ et le paramètre $u(k)$ est quadratique :

$$y(k) = y_0 - a_0 (u(k) - u_0)^2 \quad (15.1)$$

où y_0 est la valeur maximale de $y(k)$, u_0 est la valeur de $u(k)$ maximisant $y(k)$ et a_0 est la sensibilité de la courbe quadratique.

L'hypothèse d'une relation quadratique entre $y(k)$ et $u(k)$ a son importance au niveau d'un estimateur qui sera basé sur l'équation (15.1). Cette hypothèse est valable dans la plupart des régulateurs fonctionnant près du point optimal.

Hyp. 2 La variable $y(k)$ peut être soumise à un bruit $e(k)$:

$$y(k) = y_0 - a_0 (u(k) - u_0)^2 + e(k) \quad (15.2)$$

Le bruit peut être dû à des incertitudes de mesures ou peut refléter des variations arbitraires de la fonction de performance. Il est également supposé que le bruit est blanc et non corrélé avec $u(k)$.

Hyp. 3 Les paramètres y_0 , u_0 , a_0 qui caractérisent la fonction de performance sont inconnus mais restent constants.

15.4.3 Algorithme

L'équation (15.1) du modèle quadratique peut être réécrite comme

$$y(k) = \theta_0 + \theta_1 u(k) + \theta_2 u^2(k) \quad (15.3)$$

avec $\theta_0 = y_0 - a_0 u_0^2$, $\theta_1 = 2a_0 u_0$, $\theta_2 = -a_0$.

L'algorithme de base pour la recherche d'un extremum consiste à utiliser un estimateur récurrent pour calculer θ_0 , θ_1 et θ_2 dans l'équation (15.3).

Algorithme 2 Recherche d'un extremum avec estimation récurrente du pas

- 1: Appliquer l'entrée $u(k)$ et mesurer $y(k)$, la fonction de performance
- 2: Calculer θ_0 , θ_1 et θ_2 utilisant un estimateur à moindres carrés dans le modèle

$$\mathbf{y}(k) = \hat{\theta}_0 + \hat{\theta}_1 \mathbf{u}(k) + \hat{\theta}_2 \mathbf{u}^2(k) + e(k) \quad (15.4)$$

- 3: Calculer la nouvelle consigne $u(k+1)$ comme

$$u(k+1) = -\frac{\hat{\theta}_1}{2\hat{\theta}_2}$$

- 4: Augmenter le compteur de temps $k \rightarrow k+1$ et reprendre l'étape 1
-

Concrètement, cette estimation repose sur la méthode des moindres carrés, qui calcule $\hat{\boldsymbol{\theta}} = [\hat{\theta}_0 \hat{\theta}_1 \hat{\theta}_2]^T$ à partir de paires $(u(k), y(k))$ dans une fenêtre temporelle. C'est pourquoi nous retrouvons des vecteurs \mathbf{u}, \mathbf{y} dans l'équation (15.4). Le fonctionnement d'un estimateur récurrent est détaillé en annexe B.5.

Ensuite, ces estimations sont utilisées pour estimer la position u_0 de la valeur optimale (algorithme 2). Le processus récursif continuera jusqu'à ce que θ_1 et θ_2 convergent à leurs valeurs théoriques :

$$\begin{cases} \theta_1 = 2u_0a_0 \\ \theta_2 = -a_0 \end{cases}$$

pour lesquelles la loi d'ajustement (équation (15.4)) amènera le système à la position optimale.

15.4.4 Implantation

Pour assurer la convergence de la recherche du minimum, il est impératif d'ajouter une perturbation $u_{pert}(k)$ à la consigne $u(k)$. En effet, dans la fenêtre temporelle de l'estimateur, les paires de mesures $(u(k), y(k))$ doivent refléter la forme parabolique de la fonction de performance $y(u)$. Sinon, il n'est pas possible d'estimer correctement les paramètres y_0 , a_0 et u_0 dans le modèle quadratique présumé. Ce serait le cas si la consigne de $u(k)$ ne changeait plus, puisque les paires $(u(k), y(k))$ se retrouveraient toutes au même endroit dans le plan (u, y) au bout d'un certain temps. Une perturbation à trois niveaux $\{\dots, -u_{pert,0}, +u_{pert,0}, -u_{pert,0}, \dots\}$ se révèle être satisfaisante dans ce but [118]. Pour les essais de mise au point, la perturbation a été légèrement modifiée, pour des raisons de facilité de programmation, comme suit : $\{\dots, -u_{pert,0}, +u_{pert,0}, -u_{pert,0}, \dots\}$

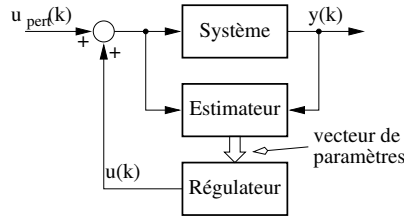


FIG. 15.4 – Schéma bloc d'un régulateur optimisant, avec le signal de perturbation $u_{pert}(k)$

Dans toute la mise en œuvre de l'algorithme de commande, nous avons supposé que le processus à optimiser varie suffisamment lentement. Effectivement, un ajustement de $u(k)$ entraîne une étape transitoire dans la réponse de $y(k)$. Pour éviter que cet effet transitoire n'interfère avec le processus de recherche d'un extremum, il est nécessaire d'attendre un certain laps de temps Δt_{pert} avant d'appliquer une nouvelle consigne de $u(k)$.

Dans l'identification d'un processus dynamique, dont les caractéristiques s'altèrent lentement au cours du temps, les échantillons doivent bénéficier d'un poids plus important

que les anciens (§B.4). En quelque sorte, il ne faut pas que le lointain passé sature le présent. Le rejet des échantillons est ajusté par le biais d'un *facteur d'oubli* $\lambda \in (0, 1)$: plus λ diminue, plus l'oubli est précoce.

Ces considérations entraînent l'introduction de trois nouveaux paramètres dans l'algorithme de commande, à savoir $u_{pert}(k)$ et Δt_{pert} et λ . Leur importance dans le processus de réglage sera étudiée expérimentalement dans les sections 15.6 et 15.7.

15.5 Application à la minimisation des fluctuations hydroacoustiques

15.5.1 Optimisation

Nous recherchons à minimiser l'amplitude des fluctuations de pression pulsantes dans l'installation à la fréquence fondamentale. Elle est la résultante de l'excitation primaire et de la contre-excitation.

La fonction de performance est donc l'évolution de cette amplitude en fonction du déphasage relatif entre les deux excitations (figure 14.7.a). Nous stipulons qu'elle peut être approximée par une parabole si l'on est suffisamment proche du déphasage optimal.

$$y(k) = y_0 - a_0(\phi(k) - \phi_{opt})^2$$

Pour notre application, la boîte noire appelée "système" dans la figure 15.4 comprend donc le système d'excitation et la turbine hydraulique.

15.5.2 Estimation de l'amplitude des fluctuations de pression

Comme la fonction de performance représente l'amplitude de la pression acoustique à la fréquence fondamentale, il est important de l'estimer correctement. Plusieurs approches existent.

L'approche implantée garde les mesures dans un buffer circulaire qui permet d'avoir accès aux dernières mesures dans une certaine fenêtre temporelle. Ensuite, le spectre des amplitudes est calculé à partir de n échantillons dont le nombre correspond à un multiple entier k de la période de précession de la torche : $n = k/f_p$. Cette approche permet une meilleure estimation de l'amplitude à la fréquence de précession (fondamentale) en évitant le phénomène de la dispersion fréquentielle (anglais : leakage). k permet de choisir le nombre de périodes utilisées pour le moyennage de l'amplitude.

15.5.3 Discussion

En fonction de la forme de la fonction de performance, le régulateur optimisant saura trouver plus ou moins vite les paramètres optimaux. Effectivement, plus cette fonction de performance s'écarte d'une forme parabolique, moins le modèle estimé correspondra à la fonction réelle et plus la convergence sera difficile.

Par contre, une fois les paramètres optimaux déterminés pour un point de fonctionnement de la turbine donné, il est tout à fait possible de lancer le régulateur avec ces conditions initiales. Dans ce cas, le régulateur de synchronisation suffirait, pour autant que les paramètres optimaux ne changent pas. Cet aspect sera discuté dans le chapitre 16 qui présente les résultats des essais obtenus sur un modèle réduit de turbine Francis.

Comme il s'agit d'une stratégie de commande optimisante, cela implique qu'il est possible de suivre des changements lents des conditions de fonctionnement de l'excitation source.

15.5.4 Schéma fonctionnel du régulateur

Le schéma fonctionnel de la régulation est présenté dans la figure 15.5.

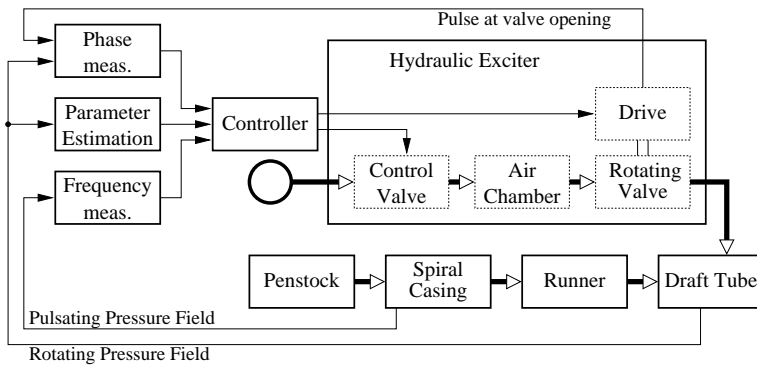


FIG. 15.5 – Schéma fonctionnel de la stratégie de commande

15.6 Optimisation de la phase relative pour un débit d'excitation optimal

15.6.1 Résultats expérimentaux : algorithme à pas fixe

La figure 15.6 donne l'évolution de la phase optimale estimée pour la recherche simple d'un extremum par l'ascension d'une colline. Les premières 60 secondes le pas $\Delta\phi$ est de 10° . On observe une convergence relativement rapide vers la phase optimale. Ensuite le pas $\Delta\phi$ est réduit à 2° . La phase estimée ϕ_{est} oscille autour de ϕ_{opt} dans une plage de $\pm 5^\circ$.

Dans la figure 15.7, on voit que l'amplitude des fluctuations "pulsantes" à la fréquence fondamentale, est réduite d'un facteur 5 à 10.

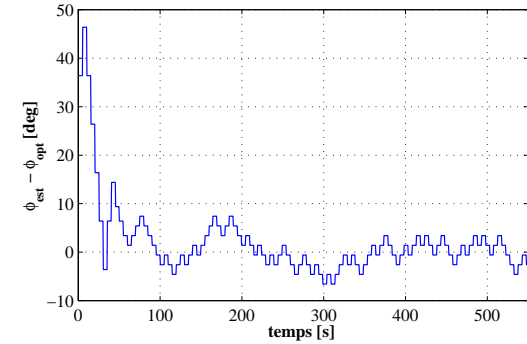


FIG. 15.6 – Evolution temporelle de la phase optimale estimée

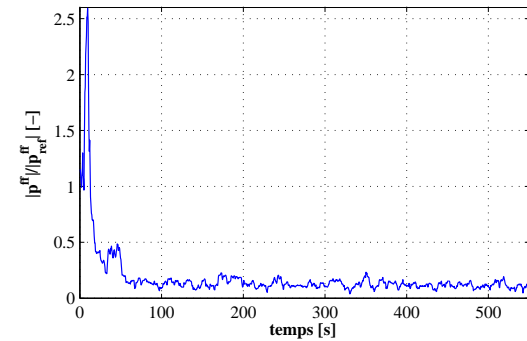


FIG. 15.7 – Evolution de l'amplitude de la pression acoustique à la fréquence fondamentale

En plus de sa simplicité, cette stratégie de recherche d'un extremum converge rapidement vers la phase optimale et maintient la phase estimée proche de la phase optimale. Par contre, cette stratégie présente une limitation majeure au niveau du nombre de paramètres à optimiser. En effet, cette approche perd rapidement en performance si l'on veut optimiser plus d'un paramètre. Il n'est pas possible de varier ces paramètres simultanément puisqu'on ne sait pas retrouver la part de chaque paramètre dans la variation de l'amplitude des fluctuations. En conséquence, l'algorithme doit donc à tour de rôle optimiser chacun des paramètres. La rapidité de convergence sera donc directement proportionnelle au nombre de paramètres à optimiser. Rappelons que dans notre application, il y a deux paramètres en jeu : la phase relative entre excitation et contre-excitation et le débit d'excitation.

15.6.2 Résultats expérimentaux : algorithme à pas variable

Afin d'avoir une idée du temps de convergence et de la précision de l'estimation du déphasage optimal par l'algorithme de recherche d'un extremum, nous avons fait varier différents paramètres. Les conditions initiales sont toujours les mêmes et choisies arbitrairement. Bien sûr, une fois les conditions optimales trouvées, elles peuvent être stockées dans une base de données en fonction du point de fonctionnement de la turbine Francis dans notre cas. Ainsi, le régulateur se recale directement dans ces conditions optimales après un changement de point de fonctionnement.

Evolution de ϕ_{est} : variation de Δt_{pert} et λ

Dans la figure 15.8 est reportée l'évolution de la phase optimale estimée en fonction de la durée en temps de la perturbation Δt_{pert} et cela pour trois valeurs différentes du facteur d'oubli λ . Δt_{pert} est exprimé en nombres de périodes : c'est le temps correspondant au nombre de périodes de l'excitation primaire. L'amplitude de la perturbation est constante : $\phi_{pert} = 10^\circ$.

On constate que la vitesse de convergence est relativement peu dépendante de Δt_{pert} . Cela s'explique par la grande dynamique de la vitesse de rotation de l'actionneur hydraulique. Lors des essais de réception, le temps de réaction à un changement de la consigne de vitesse se révèle inférieur à 0.1 seconde. La dynamique de l'actionneur est donc bien plus grande que le processus de recherche d'un extremum : il n'y pas d'interférence entre les deux.

Les paramètres du modèle quadratique sont estimés à partir des paires de mesures $(\phi(k), y(k))$ dans une fenêtre temporelle dont la largeur est déterminée par le facteur λ . Plus λ est proche de 1, plus la fenêtre est large et plus lente sera la vitesse de convergence vers le déphasage optimal. Pour une application pratique, le choix de λ ne se limite pas à une seule valeur. Effectivement, lors d'un changement de conditions de fonctionnement de la turbine, nous pouvons diminuer temporairement λ pour que la convergence soit plus rapide au point optimal, après quoi λ est de nouveau augmenté progressivement.

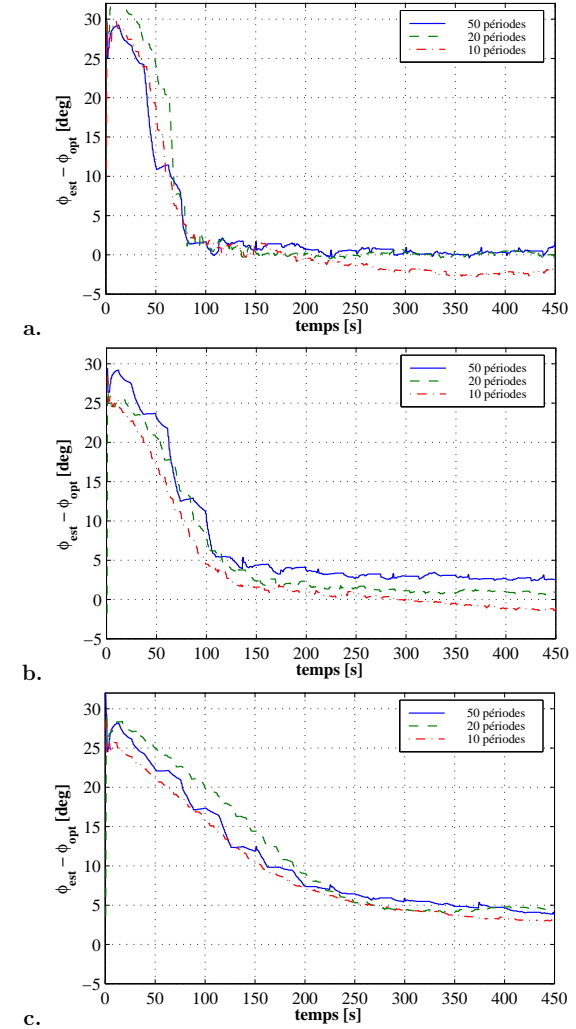


FIG. 15.8 – Evolution de la phase optimale estimée pour trois valeurs différentes de Δt_{pert} et avec **a.** $\lambda = 0.95$ **b.** $\lambda = 0.97$ **c.** $\lambda = 0.99$

Remarquons que les conditions initiales sont identiques, mais choisies de manière aléatoire.

Evolution de ϕ_{est} : variation de ϕ_{pert} et λ

La figure 15.9 donne l'évolution de la phase optimale estimée en fonction de la largeur du saut de la phase relative ϕ_{pert} [°] pour trois valeurs différentes de λ . La durée de la perturbation Δt_{pert} est maintenue à un temps équivalent à 20 périodes de l'excitation fondamentale.

Le temps de convergence est plus affecté par l'amplitude de la perturbation volontaire de la consigne de $\phi(k)$. Plus ce pas est petit, plus le temps pour retrouver le déphasage optimal est long, ce qui est tout à fait logique. Il est cependant intéressant de remarquer que la *vitesse* de convergence est peu influencée. Pour des petits pas de ϕ_{pert} , l'estimation de $\phi(k)$ reste sur un plateau aux alentours de la valeur initiale avant de converger rapidement. Ceci est illustré dans la figure 15.9.b où l'on peut observer le plateau entre 0 et 120 secondes. A partir de ce moment, le temps pour arriver au déphasage optimal n'est pas plus grand que pour des pas ϕ_{pert} plus grands.

Il est bien entendu très facile d'adapter le pas ϕ_{pert} lors d'un changement de conditions de fonctionnement, afin de diminuer le temps de convergence.

Evolution de $|p^{ff}|$: variation de ϕ_{pert} et λ

A part l'évolution de la phase optimale, il est important de prendre en considération les amplitudes des fluctuations de pression "pulsantes" à la fréquence fondamentale. Les sauts ϕ_{pert} imposés par l'algorithme auront un effet négatif sur l'amplitude moyenne. Effectivement, le système ne se trouve pas continuellement au point optimal, mais oscille autour de ce dernier, comme illustré dans la figure 15.10.

L'évolution temporelle des amplitudes enregistrées, reportée sur la figure 15.11, montre que les meilleurs résultats sont obtenus pour des petits pas de ϕ_{pert} , ce qui n'a rien d'étonnant. Plus intéressant, elle montre que l'algorithme est toujours capable d'estimer le déphasage optimal suffisamment bien pour de petites valeurs de ϕ_{pert} . Sur la figure 15.11.b, on peut distinguer, bien que vaguement, les plateaux de niveaux des amplitudes correspondant à $\dots, \phi(k), \phi(k) + \phi_{pert}, \phi(k) - \phi_{pert}, \phi(k), \phi(k) + \phi_{pert}, \dots$

15.7 Optimisation du débit d'excitation

15.7.1 Introduction

Une dernière étape dans la stratégie de commande est l'optimisation du débit d'excitation dans le circuit hydraulique à travers l'excitatrice. En effet ce débit est un paramètre déterminant de l'amplitude de la contre-excitation. Jusqu'ici, ce débit était optimisé manuellement. Dans le paragraphe 15.7.2, le principe de fonctionnement est brièvement

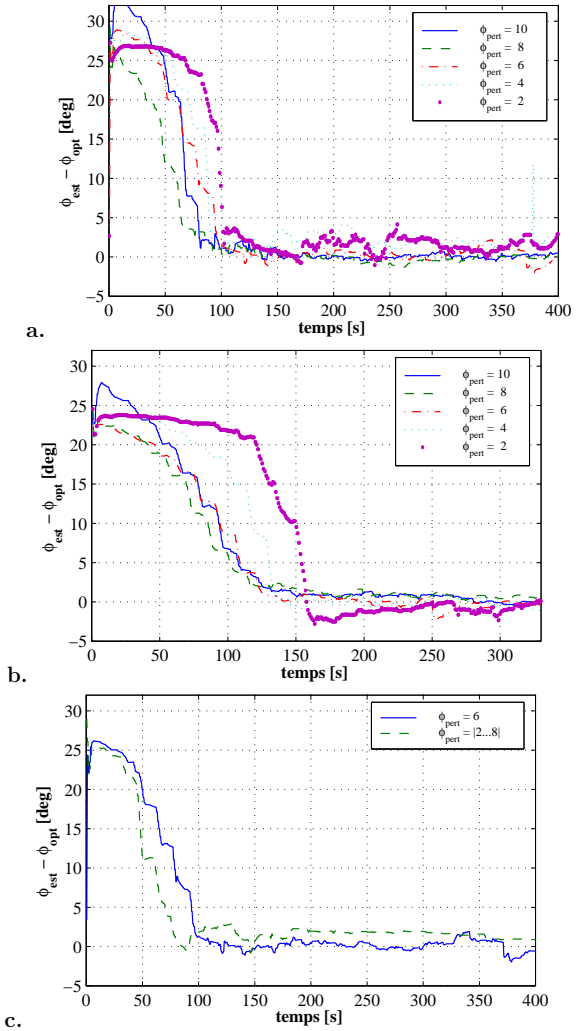
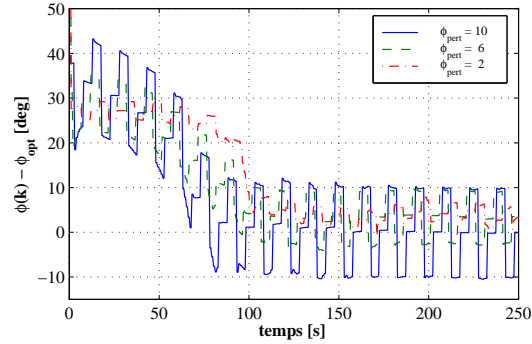


FIG. 15.9 – Evolution de la phase optimale estimée pour des valeurs différentes de ϕ_{pert} (step) et avec **a.** $\lambda = 0.95$ **b.** $\lambda = 0.97$ **c.** $\lambda = 0.95$

FIG. 15.10 – Evolution de la phase relative appliquée $\phi(k)$

rappelé, avant de présenter les résultats de quelques essais de mise au point dans le paragraphe 15.7.3.

15.7.2 Intégration de l'optimisation du débit d'excitation

L'asservissement du débit d'excitation se fait par le réglage de l'angle d'ouverture α d'une vanne qui se situe entre la pompe d'injection et l'accumulateur à air de la source secondaire. L'angle d'ouverture de la vanne est piloté par un servo-moteur.

Le point fort de l'approche réside dans l'extension simple de l'algorithme de recherche d'un extremum, décrit dans le paragraphe 15.5.1, à une deuxième dimension. Le modèle retenu pour la fonction de performance est maintenant un parabolôïde au lieu d'une parabole.

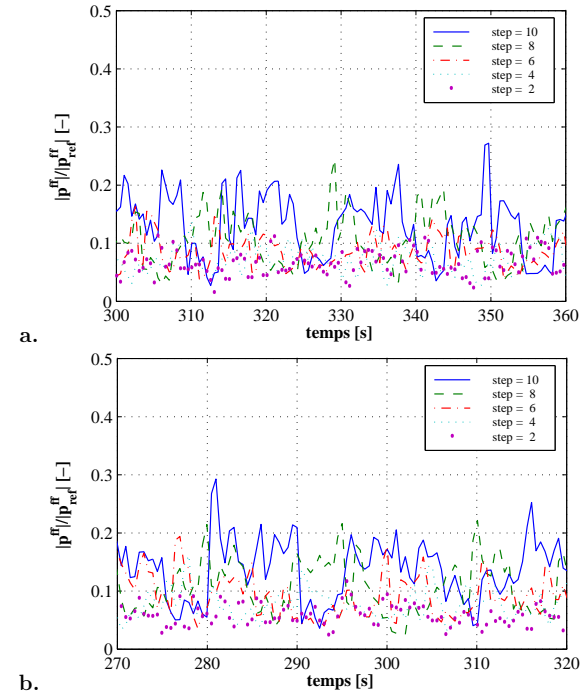
$$y(t) = y_0 - a_0(\phi(t) - \phi_{opt})^2 - b_0(q(t) - q_{opt})^2$$

À chaque pas de temps, l'estimation des paramètres y_0 , a_0 , b_0 , ϕ_{opt} et q_{opt} la plus récente est utilisée pour déterminer la phase relative optimale (ϕ_{opt}) et le débit optimal (q_{opt}) à injecter.

15.7.3 Résultats expérimentaux

La figure 15.12 montre la fonction de performance mesurée. Elle donne l'amplitude des fluctuations de pression en fonction du déphasage relatif et de l'angle d'ouverture α de la vanne de réglage.

On observe que le modèle quadratique est seulement valable dans la plage $[-15 < \phi < 15; -0.1 < \alpha < 0.1]$ autour du point optimal. En dehors, la fonction de performance évolue vers un plateau pour $0.2 < \alpha < 1$, pour lequel l'amplitude reste presque constante

FIG. 15.11 – Evolution de l'amplitude (fondamentale) de la pression acoustique pour cinq valeurs différentes de ϕ_{pert} et avec **a.** $\lambda = 0.95$ **b.** $\lambda = 0.97$

(figure 15.12a). Ceci est dû au changement des conditions de fonctionnement — chute et débit — de la pompe d'injection en fonction de l'angle α .

Ce plateau explique aussi pourquoi l'algorithme optimisant a de la peine à converger si on le lance avec des conditions initiales éloignées du point optimal, surtout en terme de α . Pour surmonter cela, on applique d'abord une recherche d'ascension de colline à pas fixe, jusqu'à ce que l'on se trouve suffisamment près du point optimal pour démarrer le régulateur optimisant. A nouveau, une fois les paramètres optimaux trouvés, ils peuvent être utilisés pour lancer le régulateur optimisant qui se positionne alors directement dans ses conditions initiales.

Comme il y a un plus grand nombre de paramètres à identifier, les valeurs estimées peuvent varier sensiblement quand on ne se trouve pas encore suffisamment près du point optimal. Pour éviter des changements trop brusques de $\phi(k)$ et $\alpha(k)$, une limite de degré de changement par pas de temps k est imposée. Ceci explique la différence entre la phase estimée $\phi_{est}(k)$ par le régulateur optimisant et la consigne de phase appliquée $\phi(k)$ à chaque pas de temps. Dans les premières 40 secondes de la figure 15.13.b, on observe effectivement une évolution linéaire de la phase appliquée qui rattrape, avec une limitation de vitesse, la phase estimée (figures 15.13).

Dans la figure 15.13.c, on peut observer que, globalement, les fluctuations de pression ont été réduites d'un facteur 10. La performance du système peut être améliorée en le laissant fonctionner plus longtemps aux conditions optimales et en relançant de temps à autre le processus d'optimisation afin de garantir que le système ne diverge pas dans le temps.

Pour autant que les conditions de fonctionnement de la source primaire ne changent pas trop rapidement, le régulateur s'adapte automatiquement et retrouve le déphasage relatif et l'angle d'ouverture optimal pour le nouveau point de fonctionnement. La stabilité du système a été vérifiée en le laissant fonctionner pendant quelques heures.

15.8 Conclusion

Une commande optimisante a été développée pour optimiser les paramètres de fonctionnement d'un système d'excitation externe, dans le but d'améliorer la stabilité de fonctionnement d'une turbine Francis fonctionnant à charge partielle. Les différentes étapes de la mise au point ont été présentées.

Les résultats confirment que des réductions importantes des fluctuations hydrauliques peuvent être obtenues et que la stratégie de commande fonctionne de manière satisfaisante, tant au niveau

- de l'efficacité dans la réduction des amplitudes des fluctuations de pression générées par une autre excitatrice hydraulique,
- de l'optimisation des paramètres du système, et de leur stabilité dans le temps,
- du suivi d'un changement lent des conditions de fonctionnement de l'excitation source.

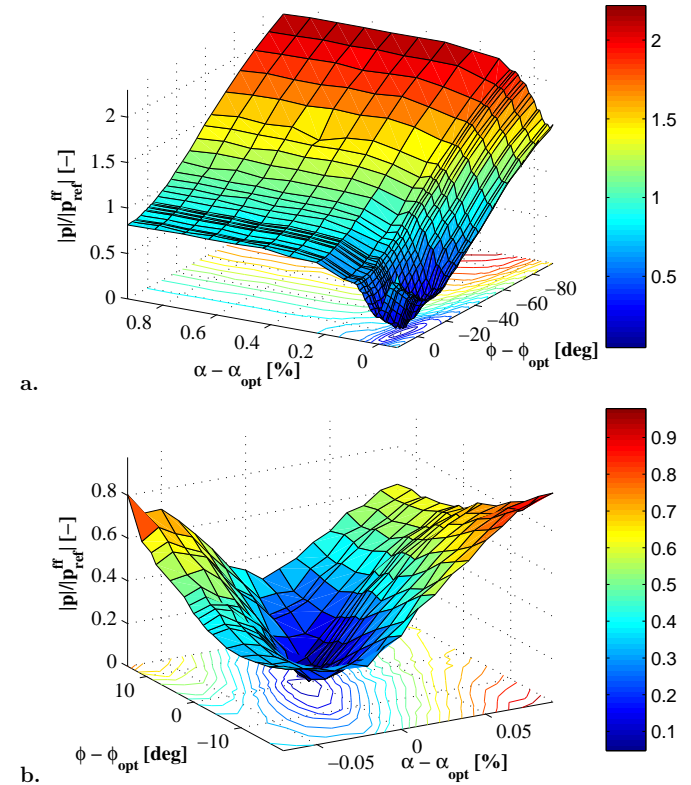


FIG. 15.12 – Fonction de performance mesurée

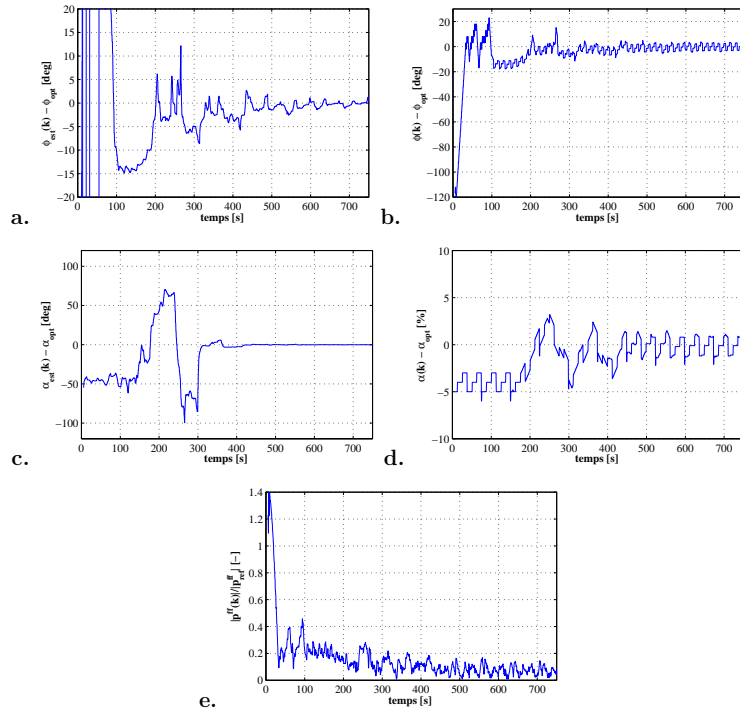


FIG. 15.13 – a. Evolution de la phase optimale estimée b. évolution de la phase relative appliquée $\phi(k)$ c. évolution de l'ouverture $\alpha(k)_{est}$ estimée d. évolution de l'ouverture $\alpha(k)$ appliquée e. évolution de l'amplitude (fondamentale)

Chapitre 16

Application à un modèle de turbine Francis [10]

16.1 Introduction

Une campagne d'essais a été effectuée sur un modèle de turbine Francis. Le but consiste à tester le système de contrôle actif piloté par le régulateur dont la mise au point a été décrite dans les chapitres précédents.

Après la formulation des objectifs de cette campagne d'essais, le dispositif expérimental (§16.3) est présenté brièvement. Ensuite, les résultats des différents essais sont analysés dans les sections 16.4 à 16.6. Finalement, une conclusion clôt ce chapitre.

16.2 Objectifs

Une campagne d'essais sur un modèle réduit de turbine Francis est indispensable afin de valider le concept du système de contrôle actif. Les objectifs principaux peuvent être résumés comme suit :

- comparer plusieurs configurations d'utilisation du système de contrôle actif :
 - dresser des bilans énergétiques afin de déterminer la meilleure implantation du système,
 - comparer le contenu fréquentiel (l'amplitude des harmoniques),
 - confirmer l'efficacité d'un système de contrôle actif dans la réduction des instabilités des turbines Francis,
 - confirmer l'évaluation de la puissance consommée par un tel système,
- proposer une stratégie de dimensionnement du système de contrôle actif adapté à une turbine prototype.

Les essais pour étudier tout ces aspects sont décrits dans le paragraphe 16.3.4.

16.3 Dispositifs expérimentaux

16.3.1 Plate-forme d'essais n°3

La plate-forme d'essais PF3 (figure 16.1) fait partie des installations d'essais de réception du Laboratoire de Machines Hydrauliques de l'EPFL. Pour la campagne d'essais, elle est équipée d'un modèle réduit de turbine Francis dont les caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 16.1.

Coefficient d'énergie	$\psi_\Lambda = 1.15$
Coefficient de débit	$\varphi_\Lambda = 0.37$
Vitesse spécifique	$\nu = 0.55$
Diamètre extérieur de la roue	$D_{1e} = 0.409$ m
Diamètre d'entrée de la bache spirale	$D_1 = 0.587$ m

TAB. 16.1 – Caractéristiques principales du modèle réduit de turbine Francis (PF3)

Toutes les mesures conventionnelles nécessaires à l'établissement de la caractéristique d'une machine hydraulique, le couple, la vitesse de rotation, l'énergie hydraulique massique et le débit sont mesurés sur cette plate-forme. Chacune de ces grandeurs peut être étalonnée in-situ au début de chaque essai.

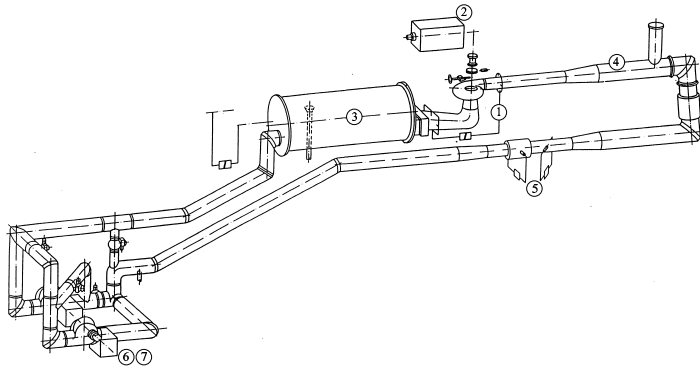


FIG. 16.1 – Schéma de la plate-forme 3

1. Modèle réduit d'une turbine Francis, roue de diamètre extérieur 0.409 m, vitesse spécifique $\nu = 0.55$
2. Générateur à courant continu *BBC GN 160 L*, 300 kW
3. Réservoir aval

4. Conduite d'alimentation $\phi 0.5868$ m
5. Débitmètre électromagnétique
6. Pompes de service *Sulzer SM 402-570*,
7. Moteurs d'entraînement des pompes de service à courant continu *BBC GN 180 L(2)* 300 kW

16.3.2 Montage d'essai sur la plate-forme 3

La figure 16.2 montre une photo prise lors de la campagne d'essais. On distingue les éléments suivants :

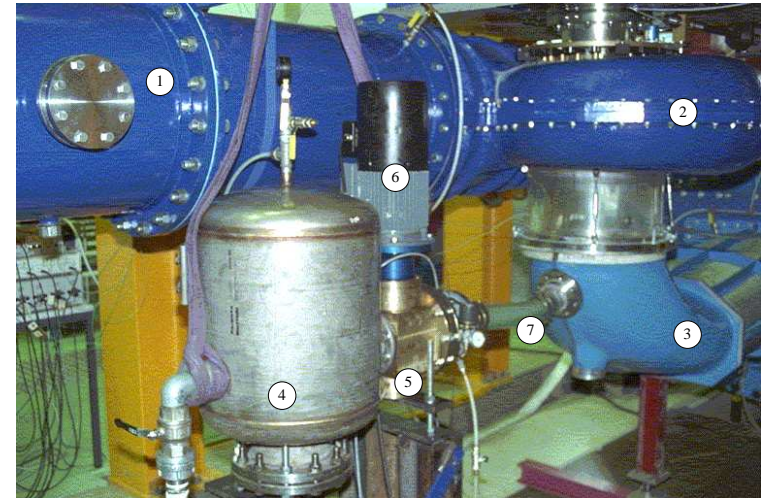


FIG. 16.2 – Montage d'essai sur la plate-forme 3

1. la conduite d'alimentation,
2. la bache spirale
3. le diffuseur de la turbine (cône, coude et divergent),
4. l'accumulateur,
5. la vanne rotative,
6. la motorisation de la vanne rotative,
7. le tuyau en matière plastique qui raccorde la vanne au diffuseur. Bien que ce tuyau soit relativement souple en flexion, il présente une rigidité radiale suffisante grâce à une spirale métallique de renforcement noyée dans le plastique.

16.3.3 Système d'excitation

Le fonctionnement de l'excitatrice hydraulique est expliqué dans le chapitre 12. La disposition du système a été légèrement adaptée selon les différents montages d'essai présentés dans la figure 16.3.

- L'excitatrice soutire l'eau du côté haute pression de la plate-forme et l'injecte dans le coude du diffuseur. La pompe d'injection n'a pas été employée ; l'énergie hydraulique massique à disposition de la machine a été exploitée pour mettre l'eau dans l'accumulateur de l'excitatrice sous pression.
- L'excitatrice soutire l'eau du chaudron côté basse pression (niveau libre) de la plate-forme. La pompe d'injection fournit l'énergie nécessaire pour injecter le débit modulé dans le coude du diffuseur.
- L'excitatrice soutire l'eau dans le coude du diffuseur et la déverse au-dessus du niveau libre du chaudron côté basse pression de la plate-forme. La pompe d'injection débite dans le sens opposé par rapport au cas précédent.

Le débit d'excitation a été réglé de deux manières :

- par une vanne de réglage (VR) située dans le circuit d'excitation, dont l'angle d'ouverture est piloté par un servo-moteur,
- en modifiant l'angle d'ouverture d'un circuit de bypass entre les côtés haute pression et basse pression de la pompe d'injection.

16.3.4 Configurations d'essai et conditions de fonctionnement

Plusieurs essais ont été effectués en changeant la configuration du système de contrôle actif et/ou les conditions de fonctionnement de la turbine (tableaux 16.2 et 16.3) :

- même point de fonctionnement en termes des paramètres adimensionnels φ et ψ de la turbine, pour *trois énergies hydrauliques massiques d'essai* : $E = 60, 147$ et 184 J/kg. Par contre, le σ diffère légèrement dans les trois cas parce que la pression au-dessus du niveau libre en aval de la turbine est laissée à la pression atmosphérique.
- génération de la contre-excitation par *injection* et *soutirage* d'un débit d'eau modulé dans le diffuseur,
- deux diamètres de passage* du raccordement du tuyau souple au coude du diffuseur,
- deux emplacements de la prise d'eau* : dans le chaudron (basse pression) et dans la conduite d'alimentation (haute pression),
- utilisation du système d'excitation à des fréquences différentes de la fréquence fondamentale de l'excitation naturelle de la turbine ou avec la turbine arrêtée.

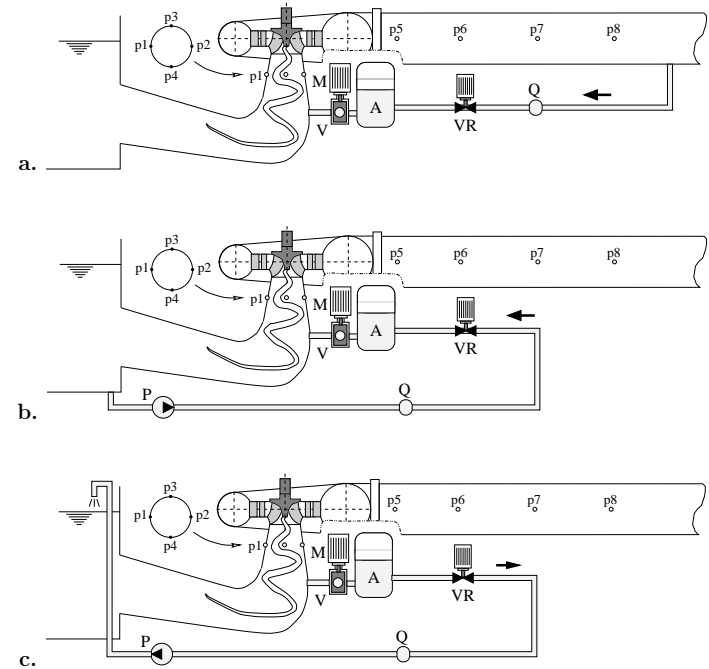


FIG. 16.3 – Montages d'essai

n°	Excitation	Configuration	Diam.	E [J/kg]	Point de fonctionnement
A	Injection	figure 16.3.b	$\phi/2$	60	tableau 16.3, n°1
B	Injection	figure 16.3.b	ϕ	60	tableau 16.3, n°1
C	Soutirage	figure 16.3.c	ϕ	60	tableau 16.3, n°1
D	Injection	figure 16.3.b	$\phi/2$	147	tableau 16.3, n°2
E	Injection	figure 16.3.b	ϕ	147	tableau 16.3, n°2
F	Injection	figure 16.3.a	ϕ	147	tableau 16.3, n°2
G	Soutirage	figure 16.3.c	ϕ	147	tableau 16.3, n°2
H	Injection	figure 16.3.a	ϕ	184	tableau 16.3, n°3

TAB. 16.2 – Conditions d'essai

No	φ [°]	ψ [°]	σ [°]	γ [°]	E [J/kg]	Q [m ³ /s]	T [Nm]	ω [rad/s]
1	0.276	1.043	1.540	18.5	60.4	0.373	342	53.83
2	0.276	1.036	0.630	18.5	146.9	0.583	850	84.19
3	0.276	1.038	0.528	18.5	184.3	0.654	1070	94.25

TAB. 16.3 – Points de fonctionnement de la turbine

16.3.5 Instrumentation de mesure

Pour effectuer la mesure des grandeurs dynamiques, 5 capteurs de pression fluctuante *Kistler 701* ont été installés en paroi de la conduite haute pression (figure 16.3). Quatre autres capteurs sont placés sur le cône du diffuseur et permettent de séparer le champ tournant du champ pulsant. Ces capteurs de pression sont de type piézo-électrique et leur amplificateur de charge délivre un signal -10/+10 V. Ces signaux sont enregistrés à l'aide d'un analyseur de signaux *HP3566* relié à un PC, permettant d'effectuer des traitements du signal.

16.4 Analyse de la pression acoustique dans le domaine fréquentiel

16.4.1 Spectres d'amplitude pour un fonctionnement optimal

Les figures 16.4 à 16.6 montrent les spectres d'amplitude de la pression acoustique mesurée à l'entrée de la bache de la turbine, et cela pour les deux cas suivants :

- l'excitation naturelle de la turbine toute seule,
- l'excitation naturelle plus la contre-excitation, avec un réglage optimal du système de contrôle actif afin d'obtenir une réduction maximale des fluctuations de pression.

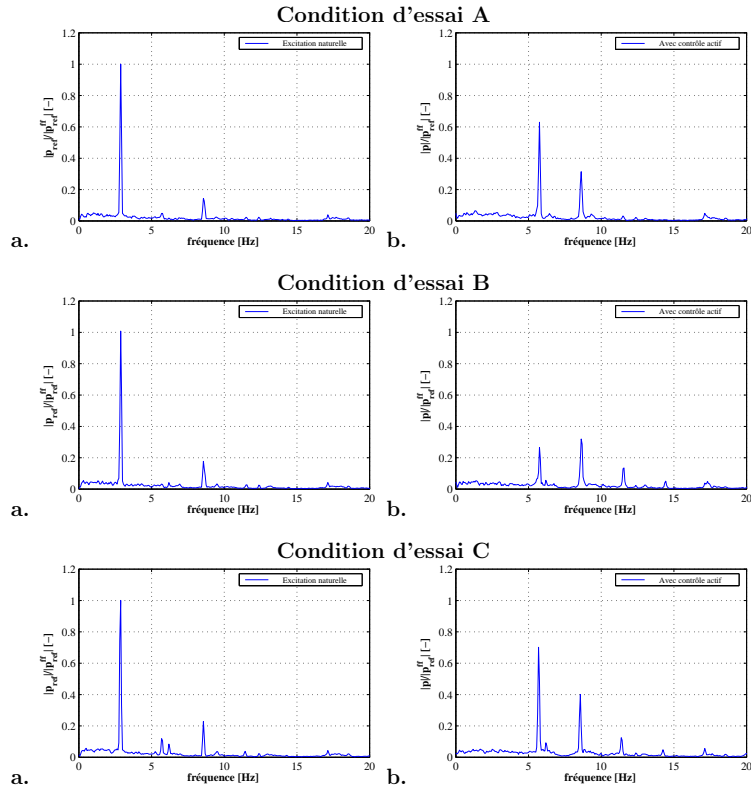
Le débit d'excitation optimal et le déphasage optimal sont réglés manuellement et gardés constants. En d'autres mots, seul le contrôleur de synchronisation est utilisé. La recherche automatique des paramètres optimaux n'intervient donc pas.

Les configurations d'essai et les conditions de fonctionnement sont présentées dans le paragraphe 16.3.4. Les observations suivantes peuvent être tirées de ces mesures :

- La pression acoustique à la fréquence fondamentale est réduite au niveau du "bruit de fond", sauf dans la figure 16.5.G où le débit d'excitation optimal ne pouvait pas être atteint. Nous n'avons pas de moyens à disposition pour augmenter ce débit. C'est pour cette raison que nous avons opté pour travailler sous une énergie hydraulique massique plus basse ($E = 60$ J/kg), étant donné que l'amplitude de l'excitation naturelle est alors plus petite.
- La contre-excitation peut aussi bien être générée par injection que par soutirage d'un débit modulé. En comparant les figures 16.4.B avec 16.4.C et 16.5.E avec 16.5.G, on observe une différence au niveau des harmoniques supérieurs. Effec-

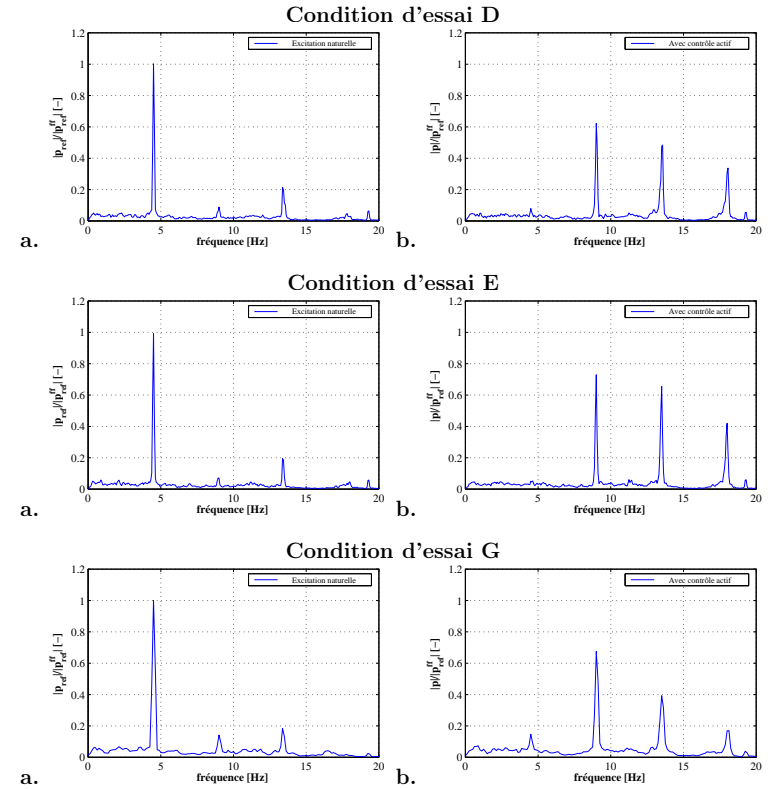
tivement, seule la phase relative à la première fréquence harmonique (fréquence fondamentale) est pilotée ; celle des harmoniques d'ordre supérieur ne l'est pas. En fonction de la phase relative entre l'excitation naturelle et la contre-excitation, les amplitudes des harmoniques seront tantôt réduites, tantôt amplifiées. L'excitation par soutirage ne donne donc pas forcément des meilleurs résultats au niveau du contenu harmonique de la contre-excitation.

- Les figures 16.4.A et 16.4.B ainsi que 16.5.D et 16.5.E permettent de comparer les spectres d'amplitudes pour une petite et une grande section de passage. On s'attendait à un niveau plus élevé des harmoniques supérieurs pour une section de passage plus petite. En effet, le débit d'excitation étant le même, la vitesse d'écoulement est plus grande. La formation de cavitation et l'implosion de cette poche de vapeur à chaque fermeture de la vanne rotative est donc plus prononcée, ce qui expliquerait un contenu fréquentiel plus riche et plus grand en amplitude. Les figures 16.5.D et 16.5.E démontrent que cela n'est pas toujours le cas. Il est également possible que les phases relatives de la contre-excitation pour les harmoniques supérieurs diffèrent pour les deux configurations. De cette manière, la résultante de l'excitation naturelle et la contre-excitation dans le cas d'une petite section de passage peut être réduite grâce à une 'meilleure phase relative' même si l'amplitude est plus grande que celle de la configuration avec grande section de passage.



n°	Excitation	Configuration	Diam.	E [J/kg]	Point de fonctionnement
A	Injection	figure 16.3.b	$\phi/2$	60	tableau 16.3, $n^\circ 1$
B	Injection	figure 16.3.b	ϕ	60	tableau 16.3, $n^\circ 1$
C	Soutirage	figure 16.3.c	ϕ	60	tableau 16.3, $n^\circ 1$

FIG. 16.4 – Spectres d'amplitude de la pression acoustique sans et avec contrôle actif : a. excitation naturelle b. excitation naturelle + contre-excitation



n°	Excitation	Configuration	Diam.	E [J/kg]	Point de fonctionnement
D	Injection	figure 16.3.b	$\phi/2$	147	tableau 16.3, $n^\circ 2$
E	Injection	figure 16.3.b	ϕ	147	tableau 16.3, $n^\circ 2$
G	Soutirage	figure 16.3.c	ϕ	147	tableau 16.3, $n^\circ 2$

FIG. 16.5 – Spectres d'amplitude de la pression acoustique sans et avec contrôle actif : a. excitation naturelle b. excitation naturelle + contre-excitation

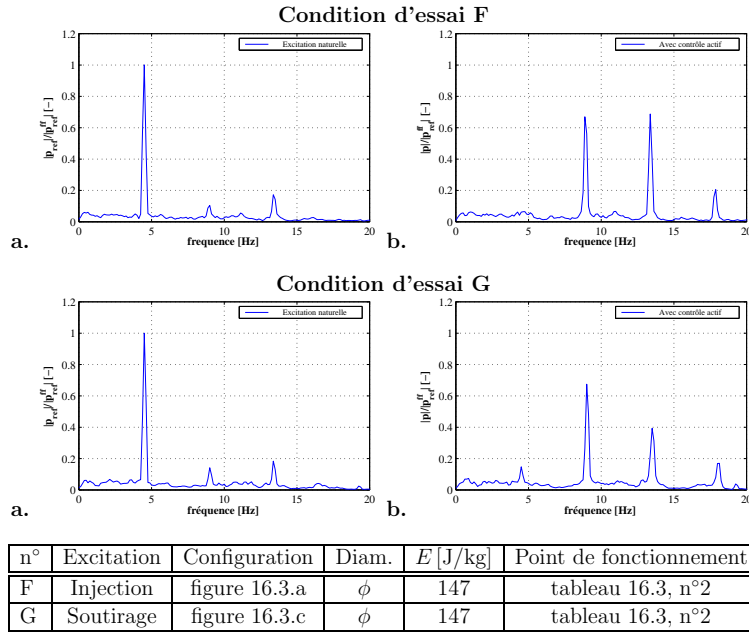


FIG. 16.6 – Spectres d'amplitude de la pression acoustique sans et avec contrôle actif :
 a. excitation naturelle b. excitation naturelle + contre-excitation

16.4.2 Spectres d'amplitude à une excitation forcée

Le spectre d'amplitude de la contre-excitation seule ne peut être mesuré directement. En effet, il est impossible d'éliminer l'excitation naturelle de la turbine sans changer les caractéristiques dynamiques du diffuseur et donc de l'installation hydraulique.

Cependant, pour avoir une idée du contenu fréquentiel de la contre-excitation, les conditions de fonctionnement de la turbine et/ou la contre-excitation ont été changées.

1. L'énergie hydraulique massique à disposition de la turbine a été légèrement modifiée en gardant toutefois φ et ψ constants et sans toucher au système d'excitation, ni à son réglage. Il est supposé que les caractéristiques dynamiques de l'installation ne changent pas trop pour que l'influence sur le contenu spectral de la contre-excitation soit petite.

Dans la figure 16.7, la turbine fonctionne sous une énergie hydraulique massique de $E = 147$ J/kg (tableau 16.3.B). La fréquence fondamentale de l'excitation naturelle est de 4.5 Hz. L'installation a été excitée à la fréquence correspondant à la fréquence fondamentale de l'excitation naturelle sous une énergie hydraulique de $E = 60$ J/kg (2.87 Hz) avec des débits d'excitation croissants.

2. L'installation hydraulique est excitée avec le système de contrôle actif sans que la turbine ne soit en marche (figure 16.8). La fréquence fondamentale de l'excitation est de 2.87 Hz, ce qui correspond à la fréquence fondamentale de l'excitation naturelle sous une énergie hydraulique massique de $E = 60$ J/kg avec des débits d'excitation croissants.

La comparaison des spectres de la figure 16.8 par rapport aux spectres présentés dans la figure 16.7 permet d'avoir une idée de la présence de la torche sur le contenu fréquentiel de l'excitation.

- L'amplitude à la fréquence fondamentale est légèrement plus grande quand la machine est arrêtée.
 - Les amplitudes des harmoniques supérieurs sont nettement plus élevées, sauf pour un petit débit d'excitation (figure 16.8.a). Les deuxième et troisième harmoniques présentent des amplitudes supérieures celles à la fréquence fondamentale.
3. Les conditions de fonctionnement de la turbine restent inchangées. Par contre, la contre-excitation se passe au deuxième harmonique de l'excitation naturelle de la turbine (figure 16.9). On observe que :
 - L'amplitude croît linéairement avec le débit d'excitation.
 - L'amplitude à la fréquence fondamentale de l'excitation naturelle n'est que très peu influencée par l'excitation.

En conclusion, il ne faut pas perdre de vue que la pression acoustique mesurée à l'entrée de la bache spirale est une réponse locale à l'excitation naturelle de la turbine. Elle nous donne seulement une image de l'excitation source à travers une boîte noire. Les caractéristiques dynamiques dépendent des conditions de fonctionnement de la turbine.

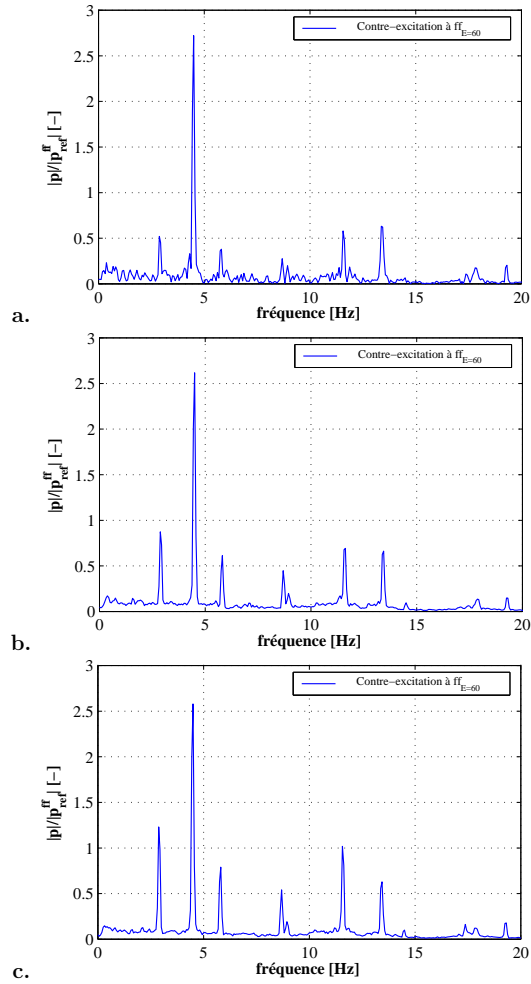


FIG. 16.7 – Spectres d’amplitude de la pression acoustique à l’entrée de bache : excitation naturelle ($E = 147$ J/kg, $f_{nat} = 4.50$ Hz) et contre-excitation ($f_{exc} = 2.87$ Hz) **a.** $q_{exc} = 2.711/s$ **b.** $q_{exc} = 4.001/s$ **c.** $q_{exc} = 5.561/s$

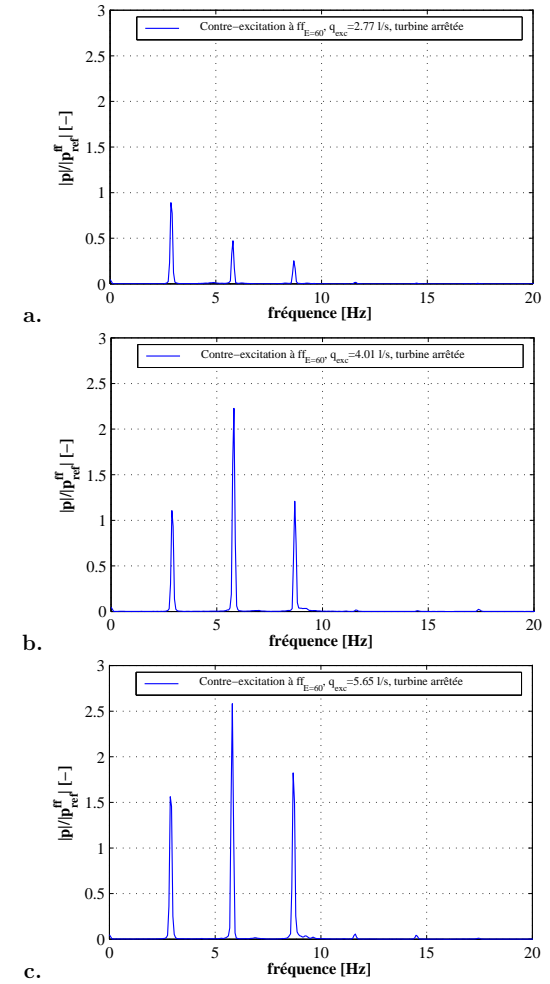


FIG. 16.8 – Spectres d’amplitude de la pression acoustique à l’entrée de bache : pas d’excitation naturelle et contre-excitation ($E = 60$ J/kg, $f_{nat} = 2.87$ Hz) **a.** $q_{exc} = 2.771/s$ **b.** $q_{exc} = 4.011/s$ **c.** $q_{exc} = 5.661/s$

16.5 Analyse énergétique

16.5.1 Bilan énergétique

L'application du contrôle actif dans le but d'améliorer le comportement dynamique d'une turbine hydraulique entraîne évidemment un coût : l'énergie nécessaire pour faire fonctionner le système d'excitation. Le bilan énergétique du système est présenté dans ce paragraphe. Or, il ne prend pas en compte le coût lié à une éventuelle baisse de rendement de la turbine, point qui est justifié dans le paragraphe 16.5.3.

Le tableau 16.4 compare les puissances en jeu pour la turbine Francis et l'excitatrice. Pour l'excitatrice, on distingue :

- la puissance électrique consommée par le moteur de la vanne rotative,
- une puissance hydraulique. Pour les configurations de la figure 16.3.b et 16.3.c, il s'agit de la puissance hydraulique fournie par la pompe de circulation de l'excitatrice. Dans le cas de la configuration 16.3.a, le débit d'excitation ne passe pas par la turbine et constitue donc une perte énergétique qui doit être incluse dans le bilan énergétique.

Le rapport de puissance $P_{excitatrice}/P_{turbine}$, comme le rapport de débit $Q_{excitatrice}/Q_{turbine}$, est inférieur à 1.5%, ce qui est un résultat très encourageant.

16.5.2 Analyse des différentes configurations

Le même tableau 16.4 permet d'étudier les différentes configurations testées (figure 16.3) sur le plan énergétique¹. L'analyse conduit aux observations suivantes :

- Le débit d'excitation optimal est le même, que la contre-excitation soit générée par injection (deux diamètres de passage différents) ou par soutirage.
- Dans le tableau 16.4 : comparer configurations A,B et C et comparer configurations D,E et F.
- La différence de pression aux bornes de la vanne rotative, pour assurer le débit d'excitation optimal, augmente pour un plus petit diamètre de passage. En premier ordre, la perte de charge d'un tuyau est inversement proportionnelle à son diamètre à la puissance cinq [73] :

$$\Delta E = \frac{K}{2} \left(\frac{Q}{A} \right)^2 \sim \frac{1}{D^5} \quad \text{avec} \quad K = \frac{\lambda L}{D} \quad (16.1)$$

Pour les essais, un diaphragme a été inséré dans le tuyau de raccordement. La perte de charge supplémentaire peut être estimée.

1. Le coefficient de perte de charge K est calculé (équation (16.1)) à partir de la configuration sans diaphragme (tableau 16.4.B ou E) pour laquelle ΔE , Q et A sont connus.

¹Rappelons que pour la configuration 16.2.G, le débit d'excitation optimal n'a pas pu être atteint

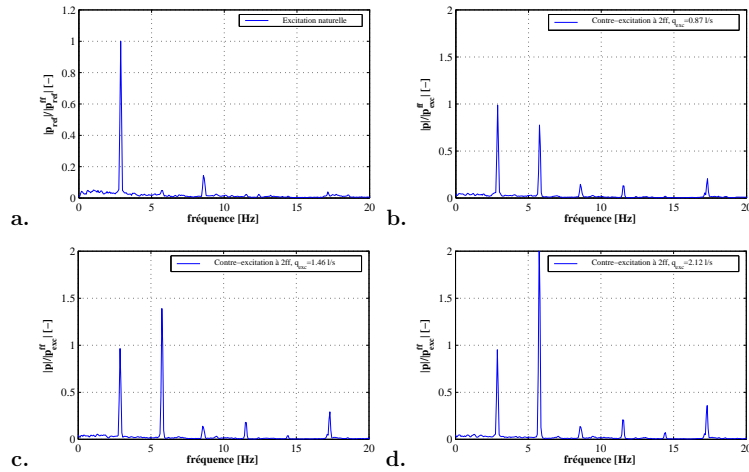


FIG. 16.9 – Spectres d'amplitude de la pression acoustique à l'entrée de bache : excitation naturelle ($E = 60 \text{ J/kg}$, $f_{nat} = 2.87 \text{ Hz}$) et contre-excitation ($2 * f_{nat} = 5.75 \text{ Hz}$) a. $q_{exc} = 0.001/s$ b. $q_{exc} = 0.871/s$ c. $q_{exc} = 1.461/s$ d. $q_{exc} = 2.121/s$

Config.	Turbine	Pompe(Turb.)	Vanne	$\frac{Q_{excit.}}{Q_{turbine}}$	$\frac{P_{hydr. exc.}}{P_{hydr. turb.}}$	$\frac{P_{tot. exc.}}{P_{hydr. turb.}}$			
Config. A Tab. 16.2.A Fig. 16.3.b	$E = 60$ $Q = 0.3714$ $P = 22.39$	$E = 46$ $Q = 0.0041$ $P = 0.19$	$P = 0.05$	1.10%	0.85%	1.06%			
Config. B Tab. 16.2.B Fig. 16.3.b	$E = 60$ $Q = 0.3717$ $P = 22.36$	$E = 39$ $Q = 0.0041$ $P = 0.16$					1.11%	0.72%	0.99%
Config. C Tab. 16.2.C Fig. 16.3.c	$E = 60$ $Q = 0.3731$ $P = 22.50$	$E = 73$ $Q = 0.0041$ $P = 0.30$							
Config. D Tab. 16.2.D Fig. 16.3.b	$E = 147$ $Q = 0.5836$ $P = 85.71$	$E = 116$ $Q = 0.0063$ $P = 0.74$	1.09%	0.86%	1.03%				
Config. E Tab. 16.2.E Fig. 16.3.b	$E = 147$ $Q = 0.5822$ $P = 85.60$	$E = 99$ $Q = 0.0063$ $P = 0.62$				1.08%	0.72%	0.80%	
Config. F Tab. 16.2.F Fig. 16.3.a	$E = 147$ $Q = 0.5909$ $P = 87.11$	$E = 147$ $Q = 0.0065$ $P = 0.95$							1.09%
Config. H Tab. 16.2.H Fig. 16.3.a	$E = 184$ $Q = 0.6599$ $P = 120.87$	$E = 184$ $Q = 0.0066$ $P = 1.21$	1.00%	1.00%	1.24%				

Unités : $E = [\text{J/kg}]$, $Q = [\text{m}^3/\text{s}]$, $P = [\text{kW}]$

TAB. 16.4 – Bilans énergétiques

2. L'insertion du diaphragme se traduit par le terme K_d dans l'équation (16.2)

$$\Delta E = \frac{K + K_d}{2} \left(\frac{Q}{A} \right)^2 \quad \text{avec} \quad K_d = \left(\frac{A}{C_c A_d} - 1 \right)^2 \quad (16.2)$$

- A est le diamètre du tuyau
- A_d est le diamètre du diaphragme
- C_c est un coefficient prenant en compte la contraction de l'écoulement dans le diaphragme. $C_c = 3.75$ pour $A_d/A = 0.5$.

La perte de charge supplémentaire estimée $\Delta E = 11 \text{ J/kg}$ est plus élevée que la valeur mesurée (tableau 16.4.A) : $\Delta E = 46 - 39 = 7 \text{ J/kg}$.

- On retrouve les mêmes rapports des puissances hydrauliques $P_{hydr. excit.}/P_{hydr. turb.}$, aussi bien en fonction de la section de passage qu'en fonction de l'énergie hydraulique massique de la turbine.

Dans le tableau 16.4 : comparer configurations A et B avec configurations D et E.

- La génération de la contre-excitation par soutirage est plus coûteuse en énergie. Les lignes d'énergie présentées dans la figure 16.10 permettent de comprendre pourquoi le rapport des puissances hydrauliques $P_{hydr. excit.}/P_{hydr. turb.}$ est toujours plus élevé en soutirant l'eau. Remarquons que dans la figure, la ligne correspondant à l'énergie cinétique, négligeable devant l'énergie potentielle, n'a pas été dessinée. Dans le cas de soutirage, la pression à l'aspiration étant basse, le système d'excitation et en particulier la pompe d'injection risque de fonctionner dans des conditions défavorables du point de vue cavitation. Lors des essais de la configuration 16.2.G, la formation de vapeur à l'entrée du tuyau d'aspiration de la pompe bloquait le débit, ce qui entraînait un fonctionnement irrégulier de la pompe. Le débit d'excitation optimal ne pouvait pas être atteint, bien que les caractéristiques de la pompe hors cavitation soient largement suffisantes.

Dans le tableau 16.4 : comparer configuration B avec C.

- La configuration 'bypass' (figure 16.3.a) est moins intéressante du point de vue énergétique. En prenant l'exemple de la configuration E, l'énergie massique $E = 147 \text{ J/kg}$ (tableau 16.4.E) mise à disposition par la turbine entraînerait une contre-excitation trop grande. Une partie de cette énergie doit être détruite par la vanne de réglage afin d'obtenir la "bonne" pression dans l'accumulateur correspondant à $E = 47 \text{ J/kg}$, comme on peut le voir dans le tableau 16.5.E. Ce tableau donne une idée des pressions mesurées aux endroits indiqués sur la figure 16.10. Les pressions sont exprimées en J/kg pour rendre la comparaison plus facile avec l'énergie hydraulique massique à disposition de la machine.

Tableau 16.4 : comparer configuration F avec E.

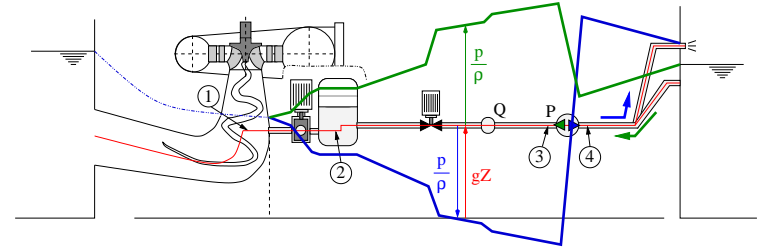


FIG. 16.10 – Lignes d'énergie pour une contre-excitation par injection et par soutirage

Conclusions en vue du dimensionnement du système d'excitation

L'analyse énergétique permet d'avancer déjà quelques éléments pour le dimensionnement du système d'excitation.

1. Il faut choisir la section de passage la plus grande possible.

n°	Excitation	Diam.	E [J/kg]	p_1 [J/kg]	p_2 [J/kg]	p_3 [J/kg]	p_4 [J/kg]
A	Injection	$\phi/2$	60	4	26	52	6
B	Injection	ϕ	60	4	19	46	7
C	Soutirage	ϕ	60	4	-7	-46	27
D	Injection	$\phi/2$	147	4	60	113	-4
E	Injection	ϕ	147	4	43	96	-4

TAB. 16.5 – Pressions mesurées à différents endroits le long de l’excitatrice

- L’utilisation de la vanne de réglage peut être remise en question puisqu’elle ne fait que détruire une partie de l’énergie hydraulique. Il est également possible d’utiliser une pompe d’injection à vitesse variable afin de produire l’énergie nécessaire à produire la contre-excitation.
- La meilleure configuration pour générer la contre-excitation est celle de la figure 16.3.b où l’eau est prise du côté basse pression et réinjectée dans le cône du diffuseur.

16.5.3 Influence de l’excitation externe sur le rendement de la turbine

Comme mentionné dans le paragraphe 16.5.1, le coût lié à une éventuelle baisse de rendement de la turbine a été laissé de côté. Nous montrerons ici que le rendement n’est que très peu affecté par l’injection d’un débit modulé dans le diffuseur.

Excitation utilisant une pompe d’injection

Le montage d’essai est présenté dans les figures 16.3.b et 16.3.c. Les résultats de mesures se trouvent dans le tableau 16.6. Ils indiquent que le rendement de la turbine a tendance à augmenter légèrement, notamment de 0 à 0.2% dans les cas présents.

En comparant le changement relatif du rendement (comparer dans le tableau 16.6 la configuration B avec C et la configuration E avec G), on observe que l’injection a tendance à augmenter le rendement de 0.1 à 0.2%. Si l’excitation est générée par soutirage d’un débit, le rendement ne change pas. Il n’est pas possible de tirer une conclusion définitive de la constatation précédente car le nombre de données n’est pas suffisant.

De la même manière, le gain de rendement semble être 0.1% pour les configurations où une section de passage plus grande a été utilisée (comparer dans le tableau 16.6 la configuration A avec B et la configuration D avec E).

Excitation utilisant l’énergie hydraulique massique à disposition de la turbine

Il s’agit de la configuration H dans le tableau 16.2, présentée dans la figure 16.3.a. Pour le troisième point de fonctionnement (tableau 16.3), les grandeurs hydrauliques mesurées

Configuration	φ	ψ	η	E	Q	T	ω	
A	Sans CA	0.2750	1.0428	0.8453	60.4	0.37182	342.3	53.80
	Avec CA	0.2747	1.0414	0.8461	60.3	0.37144	341.7	53.80
	Δ_{absolu}	-0.0004	-0.0014	0.0008	-0.1	-0.00038	-0.6	0.01
	$\Delta_{relatif}$	-0.15%	-0.13%	0.09%	-0.17%	-0.10%	-0.18%	<0.01%
B	Sans CA	0.2752	1.0401	0.8482	60.2	0.37218	343.2	53.81
	Avec CA	0.2749	1.0387	0.8500	60.2	0.37174	343.1	53.81
	Δ_{absolu}	-0.0003	-0.0014	0.0018	0.0	-0.00044	-0.1	-0.02
	$\Delta_{relatif}$	-0.11%	-0.13%	0.21%	0.00%	-0.12%	-0.03%	<-0.01%
C	Sans CA	0.2763	1.0432	0.8425	60.4	0.37373	342.3	53.81
	Avec CA	0.2759	1.0411	0.8425	60.3	0.37312	341.0	53.81
	Δ_{absolu}	-0.0004	-0.0021	-0.0000	-0.1	-0.00061	-1.3	0.00
	$\Delta_{relatif}$	-0.15%	-0.20%	0.00%	-0.17%	-0.16%	-0.38%	0.00%
D	Sans CA	0.2755	1.0366	0.8491	146.9	0.58285	849.9	84.18
	Avec CA	0.2758	1.0361	0.8492	146.9	0.58361	850.1	84.18
	Δ_{absolu}	0.0003	-0.0005	0.0001	0.0	0.00076	0.1	0.03
	$\Delta_{relatif}$	-0.11%	-0.05%	0.01%	0.00%	0.13%	0.01%	<0.01%
E	Sans CA	0.2753	1.0383	0.8465	147.1	0.58247	848.6	84.17
	Avec CA	0.2752	1.0376	0.8475	147.0	0.58221	848.5	84.17
	Δ_{absolu}	-0.0001	-0.0007	0.0010	-0.1	-0.00026	-0.1	0.00
	$\Delta_{relatif}$	-0.04%	-0.07%	0.12%	-0.07%	-0.05%	-0.01%	0.00%
G	Sans CA	0.2771	1.0371	0.8476	147.1	0.58646	851.6	84.21
	Avec CA	0.2771	1.0361	0.8477	147.0	0.58652	852.2	84.21
	Δ_{absolu}	0.0000	-0.0010	0.0001	-0.1	0.00006	0.6	-0.05
	$\Delta_{relatif}$	0.00%	-0.10%	0.01%	-0.07%	0.01%	0.07%	-0.01%

Unités : E = [J/kg], Q = [m³/s], P = [kW], T = [Nm], ω = [rad/s]

TAB. 16.6 – Influence sur le rendement de la turbine de l’excitation générée par une pompe d’injection ($\gamma = 18.5^\circ$)

sont présentées dans le tableau 16.7. On constate qu'avec le système de contrôle actif en marche, le rendement de la machine baisse d'environ 1%.

	φ	ψ	η	E	Q	T	ω	γ
Sans CA	0.2740	1.0365	0.8528	184.1	0.64908	1070	94.2	18.5°
Avec CA	0.2764	1.0330	0.8429	183.5	0.65467	1063	94.2	18.5°
Δ_{absolu}	0.0024	-0.0035	-0.0099	-0.6	0.00559	-7	0	-
$\Delta_{relatif}$	0.86%	-0.34%	-1.16%	-0.34%	0.86%	-0.65%	0%	-
$\Delta_{relatif}^{corr.}$	-0.16%	-0.34%	-0.15%	-0.34%	-0.16%	-0.65%	0%	-

Unités : $E = [\text{J/kg}]$, $Q = [\text{m}^3/\text{s}]$, $P = [\text{kW}]$, $T = [\text{Nm}]$, $\omega = [\text{rad/s}]$

TAB. 16.7 – Influence sur le rendement de la turbine de l'excitation générée en utilisant l'énergie hydraulique massique

Après une correction du débit mesuré par le débitmètre de la plate-forme qui inclut le débit d'excitation par l'excitatrice, le rendement est de $\eta^* = \eta Q / (Q - Q_{exc}) = 0.8515$ avec contrôle actif. On observe que le rendement de la machine est peu influencé par l'injection d'un débit modulé : ($\Delta\eta/\eta = 0.15\%$).

Pourquoi le rendement a-t-il plutôt tendance à diminuer pour cette configuration, a contrario de ce qui a été observé pour les autres? Ceci est dû au fait que le point de fonctionnement de la turbine change légèrement en utilisant le système de contrôle actif. Effectivement, le débit que la pompe de service doit fournir est légèrement plus élevé, ce qui entraîne une baisse de l'énergie hydraulique massique (figure 16.11). C'est pourquoi on remarque une différence dans les paramètres sans et avec le système de contrôle actif. En se basant sur la caractéristique d'une des pompes de service de la plate-forme, la diminution de l'énergie hydraulique massique est estimée à $\Delta E = 0.26\%$. Cette valeur est proche de celle mesurée de $\Delta E = 0.34\%$.

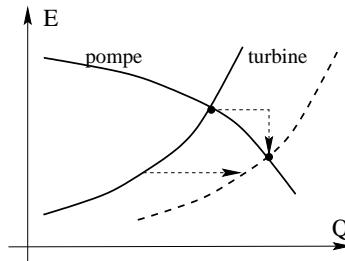


FIG. 16.11 – Caractéristique de la pompe de service et de la turbine du stand d'essais

16.5.4 Perte de charge moyenne de la vanne rotative

La tâche principale de la vanne rotative consiste à moduler le débit d'excitation. La perte de charge induite par la vanne varie en continu. En effet, elle dépend de l'angle d'ouverture qui change en permanence puisque la vanne tourne à une vitesse à peu près constante.

Or, il est intéressant de considérer la perte de charge moyenne entre la pression au sein du cône du diffuseur et la pression dans l'accumulateur. Cette dernière grandeur est un paramètre déterminant dans le dimensionnement de l'accumulateur.

n°	Excitation	Diam.	E	p_1/ρ	p_2/ρ	$ p_1 - p_2 /\rho E$	Q_{turb}	Q_{exc}
A	Injection	$\phi/2$	60	4	26	0.37	0.3714	0.0041
B	Injection	ϕ	60	4	19	0.25	0.3717	0.0041
C	Soutirage	ϕ	60	4	-7	0.18	0.3731	0.0041
D	Injection	$\phi/2$	147	4	60	0.38	0.5836	0.0063
E	Injection	ϕ	147	4	43	0.26	0.5822	0.0063

Unités : $E = [\text{J/kg}]$, $Q = [\text{m}^3/\text{s}]$, $p = [\text{Pa}]$, $p/\rho = [\text{J/kg}]$

TAB. 16.8 – Pertes de charge moyenne de la vanne rotative

Les mesures permettent de quantifier la perte de charge moyenne de la vanne rotative. Les observations suivantes peuvent être tirées du tableau 16.8 :

- Pour la même configuration, mais avec des énergies hydrauliques massiques différentes, on retrouve le même rapport $|p_1 - p_2|/\rho E$. Comparer dans le tableau 16.8 la configuration A avec D ainsi que la configuration A avec E.
- En utilisant un diaphragme dans le tuyau de raccordement, des pertes de charges supplémentaires sont introduites. Plus la section de passage est petite, plus la pression dans l'accumulateur augmente pour vaincre ces pertes de charge. Comparer dans le tableau 16.8 la configuration A avec B ainsi que la configuration D avec E.
- Les pertes de charge sont légèrement inférieures si l'excitation est générée par soutirage d'un débit d'eau modulé. Comparer dans le tableau 16.8 la configuration B avec C.

Une fois le débit d'excitation nécessaire connu, la pression nécessaire dans l'accumulateur peut être facilement calculée à l'aide d'outils de calcul de régimes transitoires. Cette pression est un paramètre important pour le dimensionnement de la pompe d'injection. Les autres paramètres sont le débit d'excitation, ainsi que les pertes de charge dans les tuyaux de raccordement de la pompe à l'accumulateur.

16.6 Analyse de la pression acoustique à la fréquence fondamentale

16.6.1 Evolution en fonction de la phase relative (débit d'excitation optimal)

La figure 16.12 représente l'évolution des amplitudes de la pression acoustique $|p^{\text{ff}}(\phi - \phi_{\text{opt}})|$ en fonction du déphasage relatif entre l'excitation naturelle et la contre-excitation. Il s'agit de la pression mesurée à l'entrée de la bache spirale de la turbine, pour un débit d'excitation optimal. Les points de fonctionnement de la machine sont énumérés dans le tableau 16.2. En abscisse, les données sont relatives au déphasage optimal. Les amplitudes, en ordonnée, sont rendues sans dimension par rapport à l'amplitude de l'excitation naturelle à la fréquence fondamentale, mesurée au même endroit (**ff**). On observe qu'aux alentours du déphasage optimal, l'amplitude à la fréquence fondamentale est facilement réduite d'un facteur 10 à 15 (figure 16.12).

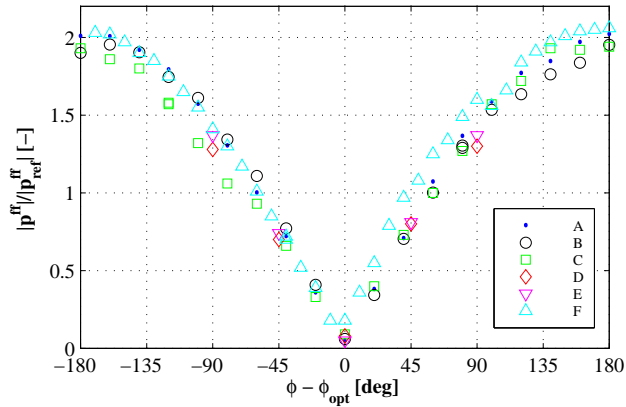


FIG. 16.12 – Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du déphasage relatif entre l'excitation naturelle et la contre-excitation et pour un débit d'excitation optimal : premier harmonique (fondamental)

16.6.2 Evolution en fonction de l'angle d'ouverture de la vanne de réglage (phase relative optimale)

La figure 16.13 représente l'évolution typique des amplitudes de la pression acoustique $|p^{\text{ff}}(\alpha)|$ en fonction de l'angle d'ouverture de la vanne de réglage et cela pour un déphasage

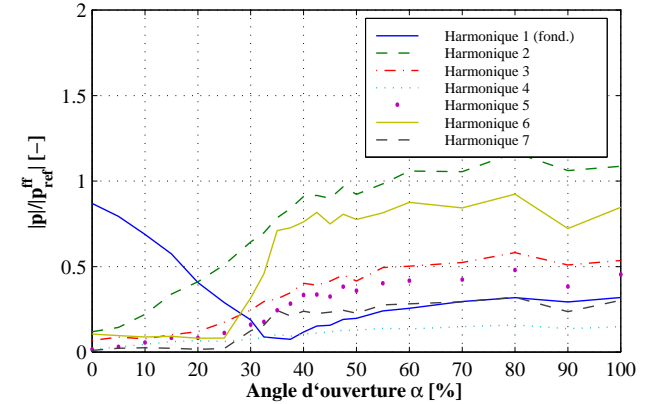


FIG. 16.13 – Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du débit d'excitation et pour un déphasage relatif optimal entre l'excitation naturelle et la contre-excitation : harmoniques fondamentaux et supérieurs

relatif optimal entre l'excitation naturelle et la contre-excitation. Il s'agit de la pression acoustique mesurée à l'entrée de la bache spirale de la turbine.

En abscisse, les données sont relatives à l'angle d'ouverture maximal de la vanne de réglage; zéro correspond à la fermeture complète et 100 à l'ouverture complète. Les amplitudes, en ordonnée, sont rendues sans dimension par rapport à l'amplitude de l'excitation naturelle à la fréquence fondamentale (**ff**).

Aux alentours du déphasage optimal, l'amplitude à la fréquence fondamentale est à nouveau fortement réduite. Les amplitudes des harmoniques supérieurs augmentent. En particulier, on observe un changement de pente assez marqué aux alentours d'un angle d'ouverture $\alpha = 25\%$. C'est effectivement à partir de ce débit que la formation de vapeur qui se produit à chaque fermeture de la vanne rotative devient audible. Pour des débits d'excitation encore plus élevés, de la cavitation se forme dans le tuyau qui relie la vanne rotative au diffuseur de la turbine.

On observe que le modèle quadratique est seulement valable dans la plage $[25\% < \alpha < 45\%]$ autour du point optimal. En dehors, la fonction de performance évolue peu pour $50\% < \alpha < 100\%$ (figure 16.13). Ceci est dû à la caractéristique de la vanne de réglage qui est représentée à la figure 16.14. On constate que le débit d'excitation moyen ne croît plus véritablement pour $\alpha > 50\%$. Une caractéristique plus linéaire sur toute la plage de l'ouverture de la vanne serait souhaitable.

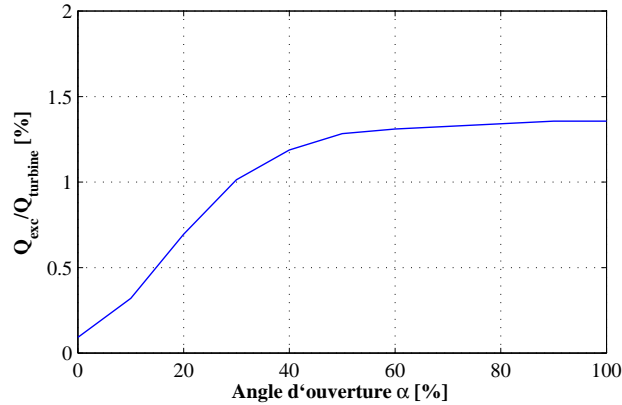


FIG. 16.14 – Caractéristique de la vanne de réglage

16.6.3 Evolution en fonction du débit d'excitation (phase relative optimale)

Dans le paragraphe précédent, l'amplitude de la pression $|p^{ff}|$ a été présentée en fonction de l'angle d'ouverture de la vanne de réglage α . Ce paramètre α est directement piloté par l'ordinateur.

On observe une évolution relativement linéaire de la caractéristique de la vanne de réglage (figure 16.14) jusqu'à 40% d'ouverture. Pour la même plage d'ouvertures, l'amplitude de la pression acoustique $|p^{ff}(\alpha)|$ (figure 16.13) évolue relativement linéairement. Cette observation indique qu'il est intéressant de représenter la pression acoustique en fonction du débit d'excitation ($|p^{ff}(q)|$) plutôt qu'en fonction de l'angle d'ouverture de la vanne de réglage.

Adimensionnalisation relative à des paramètres de l'excitation optimale Les résultats sont reportés sur la figure 16.15. En abscisse, les données sont relatives au débit d'excitation moyen optimal du système d'excitation. Les amplitudes, en ordonnée, sont rendues sans dimension par rapport à l'amplitude de la pression acoustique à la fréquence fondamentale (ff) mesurée à l'entrée de la bache spirale de la turbine sans système de contrôle actif. Rappelons que les conditions d'essai sont résumées dans le tableau 16.2.

Quelques informations intéressantes peuvent en être tirées pour la fréquence fondamentale.

- La linéarité des courbes dans la figure 16.15 montre que l'amplitude de la contre-excitation à la fréquence fondamentale est proportionnelle au débit d'excitation moyen.

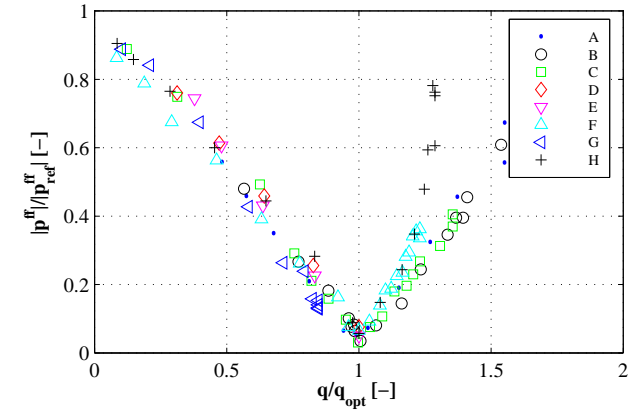


FIG. 16.15 – Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du débit d'excitation et pour un déphasage relatif optimal entre l'excitation naturelle et la contre-excitation : premier harmonique (fondamental)

- Toutes les courbes se superposent très bien en ce qui concerne l'amplitude à la fréquence fondamentale, à part une légère déviation pour les configurations 'bypass'.
 - Pour un débit nul, l'amplitude de la pression acoustique tend vers 1, ce qui correspond à l'amplitude mesurée quand la turbine fonctionne toute seule, c'est à dire sans système de contrôle actif.
 - En augmentant le débit d'excitation, l'amplitude globale diminue et tend vers zéro pour le débit optimal.
 - Pour des débits plus élevés que le débit optimal, la contre-excitation devient plus grande que l'excitation naturelle ce qui résulte en une augmentation des amplitudes. L'amplitude tend vers 1 si le double du débit optimal est injecté, sauf pour la configuration 'bypass'.
- La configuration de l'essai a une influence pour des débits d'excitation plus élevés.
 - Pour les configurations pour lesquelles le système de contrôle actif est installé du côté basse pression (figures 16.3.b et c), on observe une évolution linéaire sur toute la plage des débits d'excitation.
 - Pour la configuration 'bypass' (figure 16.3.a), les courbes F et H dans la figure 16.15 montrent clairement une évolution non linéaire. L'accumulateur, qui ne filtre plus suffisamment les fluctuations de débit d'excitation induites par la vanne rotative, est à l'origine de ce comportement. Ces fluctuations se propagent à travers le système d'excitation et induisent des fluctuations hydrauliques à l'endroit de la prise d'eau, notamment dans la conduite haute pression. Le signal

mesuré est alors la somme vectorielle de l'excitation naturelle de la turbine, de la contre-excitation et de l'excitation induite par le système d'excitation.

Adimensionnalisation relative à des paramètres de la turbine Dans la figure 16.16, les mesures ont été adimensionnalisées par rapport au débit-volume (en abscisse) et à l'énergie hydraulique massique (en ordonnée) de la turbine. On observe que :

- Le débit d'excitation relatif est le même pour toutes les configurations, sauf pour la configuration 'bypass' où il est légèrement inférieur. Cette caractéristique a un intérêt pratique direct. Le débit d'excitation peut être déterminé expérimentalement en extrapolant la première partie de cette caractéristique qui peut être mesurée à l'aide d'une excitatrice provisoire.
- Les pentes des droites diffèrent légèrement en fonction de l'énergie massique de la turbine. En effet, la similitude n'est pas conservée pour les trois énergies hydrauliques massiques :
 - le σ ne pouvait être adapté,
 - les conduites en amont de la turbine restent évidemment les mêmes, ce qui entraîne une non similitude géométrique incontournable.
- La pente est caractéristique pour une installation hydraulique et un point de fonctionnement de la turbine donnés.

Il ne s'agit pas d'une impédance (sa norme pour être plus précis), puisque la pente exprime un rapport d'une amplitude de la de pression acoustique et un débit d'excitation moyen.

16.6.4 Evolution en fonction de la phase relative et du débit d'excitation

La figure 16.17 montre la fonction de performance mesurée. Elle donne l'amplitude de la pression acoustique en fonction du déphasage relatif et de l'angle d'ouverture α de la vanne de réglage. On observe que le modèle quadratique est seulement valable dans la plage $[-15\% < \phi < 15\%; 25\% < \alpha < 45\%]$ autour du point optimal.

La fonction de performance est légèrement décalée à une extrémité de la plage des paramètres ϕ et α . La forme de la fonction de performance n'est pas plus quadratique aux environs des paramètres optimaux, contrairement au résultat escompté.

Si nous avions pu mesurer directement le débit d'excitation nous aurions une fonction de performance comme montrée dans la figure 16.18. La fonction de performance est représentée en fonction de la phase relative et en fonction du débit d'excitation (et non en fonction de l'angle d'ouverture). Cette fonction de performance convient mieux pour l'optimisation par l'algorithme optimisant. La figure 16.18 met aussi en évidence que le débit d'excitation maximal est trop petit. Il n'est que très peu supérieur au débit d'excitation optimal.

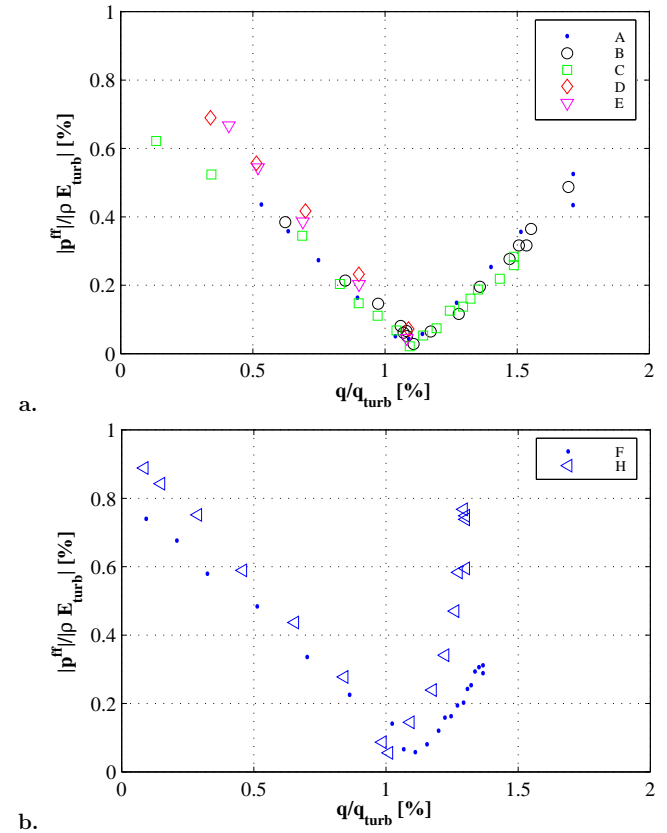


FIG. 16.16 – Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du débit d'excitation et pour un déphasage relatif optimal entre l'excitation naturelle et la contre-excitation

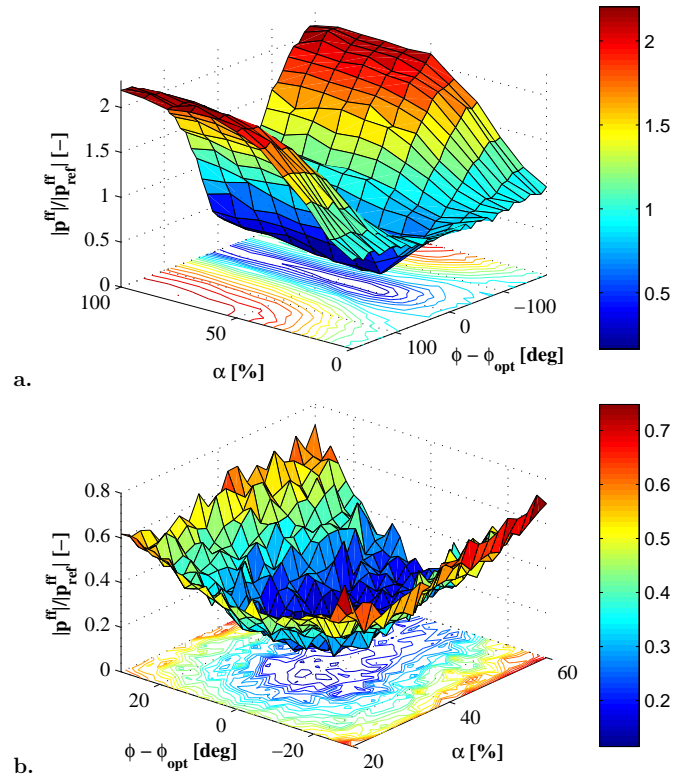


FIG. 16.17 – Fonction de performance mesurée

16.7 Optimisation du déphasage relatif et du débit injecté

Les résultats présentés dans les paragraphes précédents (§16.6.1, §16.6.3, §16.6.4) ont été réalisés à l'aide de la partie du contrôleur qui assure la synchronisation, tout en spécifiant manuellement les paramètres ϕ et α .

L'algorithme d'optimisation de ces paramètres ϕ et α a été étudié de plus près dans le chapitre 15. Quelques essais sur modèle réduit ont été effectués sur le modèle réduit de turbine Francis pour vérifier son bon fonctionnement. Il n'y a pas de nouveaux éléments

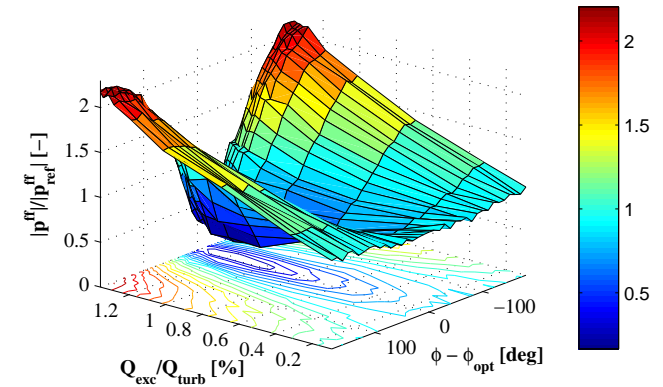


FIG. 16.18 – Fonction de performance en fonction du débit d'excitation et du déphasage relatif

à noter par rapport aux résultats obtenus au chapitre 15; on se référera à [6] pour une discussion des résultats.

16.8 Conclusion

La campagne d'essais a permis de tester le système de contrôle actif sur un modèle réduit de turbine Francis en vue d'améliorer la stabilité de fonctionnement de la machine. Cette campagne a confirmé l'efficacité de l'approche dans la réduction des fluctuations hydrauliques pour les charges partielles de la turbine.

Plusieurs configurations du système d'excitation ont été testées puis analysées sur les aspects suivants : une analyse de la pression acoustique dans le domaine fréquentiel, une analyse énergétique du système et une analyse du fonctionnement du système d'excitation. L'analyse des résultats fournit également des indications nécessaires pour dimensionnement d'une excitatrice pour une machine prototype.

Chapitre 17

Propositions en vue de l'amélioration du système

17.1 Introduction

L'expérience acquise lors de la campagne de mesure permet de dégager des idées en vue d'améliorations possibles du système de contrôle actif. Le but est de proposer des modifications utiles et réalisables, sans pour autant changer fondamentalement l'approche.

Deux voies se profilent pour améliorer le système. Dans le paragraphe 17.2, nous parlerons de mesures éventuelles pour réduire les harmoniques supérieurs générés par l'action de la vanne rotative. Ensuite, nous nous attarderons sur une modification de la stratégie de contrôle qui soit mieux adaptée au comportement de la turbine vis à vis de l'excitation hydraulique externe.

17.2 Réduction des harmoniques supérieurs

17.2.1 Généralités

La nature rotative de l'actionneur permet d'agir sur l'harmonique fondamental dans le spectre des fluctuations hydrauliques. La conception actuelle de la vanne rotative induit aussi des harmoniques supérieurs dans l'anti-excitation générée (section 12.4). Des mesures sont proposées dans les paragraphes suivants afin de diminuer les amplitudes de ces harmoniques non souhaités.

En général, la pression absolue dans le cône du diffuseur est faible, ce qui est inhérent au principe de fonctionnement d'une machine à réaction.

A chaque fermeture de la vanne rotative, une dépression est induite dans la conduite qui raccorde la vanne au diffuseur. Avec une pression locale faible, le risque de formation de cavitation est d'autant plus élevé. Le bruit associé à ce phénomène est certes indésirable, mais pas vraiment problématique pour le bon fonctionnement du système. Il en va de même pour l'érosion des pièces mécaniques de l'actionneur. Une

conséquence plus préoccupante est l'influence de la cavitation sur l'apparition d'harmoniques supérieures, comme mentionné dans le paragraphe 16.4.

Pour remédier à ce problème, on peut d'abord agir sur les dimensions ou la conception de l'actionneur. Ceci est présenté plus en détail dans le paragraphe suivant (§17.2.2).

17.2.2 Dimensionnement de l'excitatrice hydraulique

La formation de la cavitation peut être prévenue en réduisant la vitesse d'écoulement en aval de l'obturateur. Cela est possible avec un diamètre de passage de l'excitatrice plus grand. En effet, les essais sur modèle ont montré que le débit d'excitation optimal reste constant, pour des sections de passage différentes. Remarquons qu'une excitatrice de plus grandes dimensions entraînera des coûts supplémentaires au niveau de sa fabrication. Le diamètre de passage découle de la connaissance de ce débit et de la vitesse critique pour la formation de cavitation.

17.2.3 Géométrie de l'obturateur de la vanne

Une deuxième mesure consiste à modifier la géométrie de l'obturateur afin d'avoir une perte de charge en fonction de l'angle d'ouverture qui soit plus linéaire. Il est également envisageable de changer légèrement la conception de la vanne rotative pour que le débit ne soit jamais complètement nul.

17.3 Adaptation de la stratégie de contrôle

17.3.1 Généralités

Le contrôleur se compose de deux boucles :

1. Une boucle intérieure qui synchronise l'actionneur hydraulique au phénomène physique à suivre. Elle s'effectue le plus rapidement possible.
2. Une boucle extérieure lente d'optimisation des paramètres nécessaires à la synchronisation.

La synchronisation fonctionne correctement et, sauf une mise à jour du matériel d'acquisition utilisé (plus rapide), il n'y a pas de changements à espérer. L'optimisation des paramètres est un peu plus délicate. Il s'est avéré que l'identification récursive fonctionne de manière satisfaisante, mais uniquement si le système ne se trouve pas trop loin du point optimal (§15.7.3). En conséquence, le contrôleur ne converge pas toujours vers les paramètres optimaux à partir de conditions initiales quelconques.

17.3.2 Optimisation des paramètres

L'optimisation de la phase relative et du débit d'excitation reste un processus relativement lent. Si les conditions de fonctionnement de la machine, et donc les paramètres

optimaux changent beaucoup, le processus peut également avoir de la peine à retrouver ces paramètres.

Pour résoudre ce problème, nous partons de la constatation que les paramètres optimaux restent constants en fonction du point de fonctionnement de la turbine. Ainsi, il est possible de constituer une base de données qui peut être consultée au fur et à mesure que le point de fonctionnement change (gain scheduling). Effectivement, l'algorithme de synchronisation réagit très vite à l'application des paramètres optimaux. Il serait donc possible de suivre des changements rapides de la machine. En plus, avec cette approche le système fonctionne quasi tout le temps au point optimal, ce qui n'est pas le cas pour l'algorithme d'optimisation où le contrôleur saute autour du point optimal.

Pour établir la base de données, il est nécessaire de définir une grille de points de fonctionnement pour laquelle les paramètres optimaux sont à identifier. Pour cela, l'algorithme d'identification peut très bien être utilisé, soit automatiquement avec l'algorithme de contrôle, soit en imposant manuellement les consignes pour la phase relative et l'angle d'ouverture de la vanne de réglage, ou encore une combinaison des deux. Ensuite, l'algorithme d'optimisation pourrait être relancé de temps à autre afin de s'assurer que les paramètres optimaux n'ont pas évolués. Comme l'algorithme est lancé avec les "anciens" paramètres optimaux, nous pouvons supposer que ceux-ci ne diffèrent pas trop des nouveaux. Dans ce cas, la convergence de l'algorithme est assurée.

17.4 Conclusion

Une campagne d'essais a permis de tester avec succès le système de contrôle actif sur un modèle réduit de turbine Francis en vue d'améliorer la stabilité de fonctionnement de la machine.

L'expérience acquise a permis de mettre en évidence quelques aspects à améliorer dans la conception du système de contrôle actif. Ainsi, il est notamment proposé d'adapter le régulateur de telle manière que sa partie d'optimisation soit utilisée plus près des paramètres optimaux.

Quatrième partie

Transposition et application à l'échelle d'une turbine prototype

Introduction

Dans la partie précédente, la faisabilité d'atténuer l'excitation naturelle par une contre-excitation contrôlée a été démontrée sur un modèle réduit de turbine Francis. Afin de pouvoir appliquer cette approche à une installation hydroélectrique industrielle, le dimensionnement correct d'une excitatrice hydraulique est indispensable. Les aspects relatifs à cette problématique font l'objet de la présente partie.

Essais sur modèle réduit

A l'heure actuelle, les simulations numériques de l'écoulement stationnaire à travers une turbine hydraulique ne permettent pas encore de calculer les caractéristiques hydrauliques de manière suffisamment précise sur tout le domaine de fonctionnement de la machine. Les calculs d'écoulements non stationnaires constituent un défi encore plus grand et nécessitent des ressources de calcul importantes.

L'essai d'une turbine en modèle réduit, au tracé hydraulique homologue à celui de la turbine prototype, permet de prédire avec une grande précision les performances statiques de la turbine prototype. En conséquence, l'essai de réception sur modèle réduit restera une étape indispensable de l'élaboration d'une installation hydraulique pour de nombreuses années à venir. En particulier dans le domaine du comportement dynamique, il est nécessaire d'étudier et de développer de nouvelles techniques de diagnostic.

Objectifs des essais de stabilité de fonctionnement

Le modèle réduit est construit de manière que toutes les parties mouillées entre l'entrée de la bache et la sortie du diffuseur soient géométriquement semblables à celles du prototype. Par contre, les conduites de raccordement ne reproduisent pas nécessairement la géométrie des adductions de l'installation prototype. Or, la pression acoustique mesurée à l'entrée de la bache dépend aussi bien de la turbine que des conduites de raccordement. Le comportement dynamique du prototype est donc différent de celui mesuré sur modèle réduit pour des conditions de fonctionnement homologues.

Un des objectifs des essais de réception sur modèle réduit consiste à prévoir d'éventuels problèmes de stabilité lors du fonctionnement d'une installation prototype. La caractérisation des perturbations à charge partielle ou à forte charge induites par la turbine joue un rôle central dans cette problématique : on cherche à déterminer des paramètres qui décrivent cette excitation naturelle et qui sont transposables à l'installation prototype.

Organisation de cette partie

Actuellement, la caractérisation des perturbations passe par une analyse intensimétrique. Cette méthode, et en particulier son application dans le cadre des installations hydroélectriques sera discutée dans le **chapitre 18**. Une caractérisation plus complète, basée sur l'identification d'un système équivalent fait l'objet du **chapitre 19**. On retrouve cette méthode dans d'autres domaines de la technique, mais son application au comportement dynamique des installations hydroélectriques est nouvelle.

Cette problématique est en rapport direct avec le dimensionnement du système actif. En effet, les grandeurs hydrauliques mesurées localement dépendent des caractéristiques dynamiques de l'installation complète. L'objectif est de remonter à la source d'excitation dans le but d'en extraire une information sur le débit-volume moyen que le système de contrôle actif doit injecter afin d'atténuer l'excitation naturelle de la turbine. La connaissance du débit d'excitation est un des paramètres clés du dimensionnement du système d'excitation comme détaillé dans le **chapitre 20**.

Chapitre 18

Intensimétrie hydroacoustique

18.1 Introduction

Dans le cadre de l'évaluation de la stabilité de fonctionnement d'une turbine Francis, on est amené à étudier la propagation d'ondes acoustiques dans les conduites d'adduction de la turbine. On recherche une description des perturbations inhérentes à la turbine pour pouvoir les transposer du modèle réduit à l'installation prototype. Cela implique que cette description soit uniquement dépendante de la turbine et de son excitation naturelle et non plus des adductions.

L'analyse intensimétrique hydroacoustique, brièvement présenté dans la section 18.2, représente l'état de l'art dans ce domaine. En mettant cette approche en pratique à un *cas académique* (section 18.3), il a été constaté qu'elle n'est applicable que dans des conditions bien précises.

La section 18.4 présente une méthode de décomposition d'un champ acoustique en ondes stationnaires et progressives.

Avant de conclure ce chapitre, nous nous attardons dans la section 18.5 sur quelques aspects pratiques concernant la mise en œuvre de l'intensimétrie sur un stand d'essais.

18.2 Intensimétrie hydroacoustique

18.2.1 Généralités

Bien que la description du principe de mesure remonte à 1932 [82], cette méthode s'est vraiment développée depuis les années 1970. En effet, disposant alors d'outils de traitement et d'analyse du signal utilisant des techniques numériques, certaines opérations telles qu'une transformée de Fourier, un interspectre ou une fonction de transfert sont devenues d'un abord relativement aisé.

Au début des années 1980, des sondes intensimétriques à deux capteurs ont été commercialisées dans le domaine de l'acoustique aérienne. Ces instruments sont largement employés pour obtenir soit une cartographie acoustique, soit la localisation de sources sonores.

Dans les mêmes années 1980, cette approche a été suivie pour analyser des pulsations de pression dans les circuits hydrauliques et aéroliques [3, 83]. La technique a, entre autres, pour but de caractériser les sources d'excitation. Ceci est également un des éléments clé de la prédiction de la stabilité de fonctionnement des turbines Francis [50].

La modélisation et la mesure du comportement hydroacoustique d'un organe passif, tel un diaphragme ou une vanne, ou d'un organe actif comme une pompe, a été le sujet de nombreux travaux à partir de la fin des années 1980 [49, 66, 25].

Plus récemment, une approche innovatrice a été développée dans le domaine de l'acoustique aérienne [22]. Un capteur, appelé *μ -flown*, mesure précisément la vitesse d'un fluide à l'aide d'un anémomètre à fils chauds spécifique. La mesure de vitesses dynamiques est excellente, en particulier pour les très basses fréquences. Combiné avec un capteur de pression, l'intensité acoustique peut être évaluée. A l'heure actuelle, la précision de la mesure n'est pas encore suffisante en présence d'un écoulement permanent, comme c'est le cas des turbines hydrauliques.

18.2.2 Intérêt d'un traitement intensimétrique

Considérons une onde acoustique qui se propage dans un système de conduite sans pertes. A chaque changement d'impédance, une partie de l'onde est transmise et continue son chemin dans le même sens, l'autre partie est renvoyée. En conséquence, les fluctuations de pressions observées dépendent non seulement de la source de perturbations mais également du circuit hydraulique. Bien qu'il s'agisse d'une grandeur facilement accessible à la mesure, la pression acoustique présente donc l'inconvénient d'être dépendante de la position du capteur le long de la conduite forcée d'une installation hydraulique.

De ce fait, la pression acoustique peut être transposée seulement entre deux installations de caractéristiques dynamiques homologues. Lors d'essais sur modèle réduit, tout est mis en œuvre pour assurer que toutes les pièces composant le modèle soient homologues, dans le rapport de l'échelle, aux pièces correspondantes du prototype. La similitude s'étend d'une section d'entrée, généralement définie au bas de la conduite forcée, à la section de sortie, le plus souvent située vers les rainures des batardeaux à la sortie du diffuseur. La similitude du système d'adduction n'est généralement pas imposée, ce qui rend la prédiction de la stabilité de fonctionnement d'une turbine particulièrement ardue.

L'état de l'art actuel propose une analyse d'intensimétrie hydroacoustique pour apporter une solution à ces difficultés [54] :

1. La puissance acoustique est une mesure du flux d'énergie à travers une surface. Cette grandeur est indépendante de la section de mesure, puisqu'il n'y a pas de dissipation d'énergie dans un circuit sans pertes soumis à un régime d'oscillations établi.
2. En plus, l'intensimétrie hydroacoustique permet également de faire la part des ondes progressives et rétrogrades. Il est donc possible d'évaluer la puissance émise par la source de perturbations. Cette grandeur qualifie plus fidèlement qu'une am-

plitude de pression acoustique l'excitation des conduites de raccordement par la turbine.

3. La puissance acoustique est transposable à la turbine prototype par des lois de similitude.

18.2.3 Puissance acoustique à travers une surface

L'intensimétrie hydroacoustique fournit les éléments pour une analyse de la puissance portée par les perturbations qui se propagent dans un système de conduites. Elle est basée sur un modèle de propagation monodimensionnelle de la pression et du débit-volume acoustiques en ondes longitudinales planes.

La puissance acoustique est une mesure du flux de puissance à travers une surface. Pour notre application, cette surface est une section quelconque de la conduite d'alimentation. La puissance acoustique propagée est donnée par la relation :

$$P_a = \Re(\underline{p}(x) \underline{q}^*(x)) = |\underline{p}(x)| |\underline{q}(x)| \cos \phi \quad [W] \quad (18.1)$$

où \underline{q}^* est le complexe conjugué de \underline{q} .

Par convention, la puissance acoustique P_a se décompose en une puissance acoustique progressive P_{a+} dans le sens des x croissants et une puissance acoustique rétrograde P_{a-} se propageant dans le sens des x décroissants (8.28) :

$$P_a = P_{a+} - P_{a-} = \frac{A}{\rho a} (|\underline{p}_+|^2 - |\underline{p}_-|^2) = \frac{1}{Z_{ac}} (p_{+o}^2 - p_{-o}^2) \quad [W] \quad (18.2)$$

18.2.4 Mesure de la puissance acoustique

Reprenons la propagation d'une onde sinusoïdale non amortie dans une conduite uniforme sans dissipation (équation (8.28)). On peut évaluer \underline{p}_+ , \underline{p}_- et \underline{q} si on connaît les pressions en deux points de la conduite : \underline{p}_1 à $x = \ell_1$ et \underline{p}_2 au point $x = \ell_2$, avec $\ell = \ell_2 - \ell_1$:

$$\underline{q}_1 = \frac{jA}{\rho a} \frac{1}{\sin k\ell} (\underline{p}_2 - \underline{p}_1 \cos k\ell) \quad \underline{q}_2 = \frac{jA}{\rho a} \frac{1}{\sin k\ell} (\underline{p}_2 \cos k\ell - \underline{p}_1) \quad (18.3)$$

$$\underline{p}_{+o} = \frac{1}{2} \left(\underline{p}_1 - j \left(\frac{\underline{p}_1 \cos k\ell - \underline{p}_2}{\sin k\ell} \right) \right) \quad \underline{p}_{-o} = \frac{1}{2} \left(\underline{p}_1 + j \left(\frac{\underline{p}_1 \cos k\ell - \underline{p}_2}{\sin k\ell} \right) \right) \quad (18.4)$$

On estime facilement la célérité d'onde a par identification du mode d'oscillation à partir des pressions \underline{p}_1 , \underline{p}_2 et \underline{p}_3 , délivrés par trois capteurs équidistant sur un tronçon uniforme de conduite [13, 16, 53, 83] :

$$\cos \frac{\omega \ell}{a} = \frac{\underline{p}_1 + \underline{p}_3}{2\underline{p}_2} \quad (18.5)$$

18.3 Application à un cas académique

18.3.1 Introduction

Considérons une conduite simple sans pertes de longueur ℓ . Ce système monodimensionnel est excité par une source de pression \underline{p}_o à la section d'entrée. Pour une excitation harmonique, une solution qui satisfait l'équation d'ondes peut être exprimée comme une superposition d'une onde progressive et d'une onde rétrograde (8.28). Remarquons que chacune de ces *ondes progressives* est la superposition de toutes les ondes réfléchies qui se propagent dans le même sens.

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_+ + \underline{p}_- = \underline{p}_{+o} e^{-jkx} + \underline{p}_{-o} e^{jkx} \quad [\text{Pa}] \quad (18.6)$$

$$\underline{q}(x) = \underline{q}_+ + \underline{q}_- = \frac{\underline{p}_{+o} A}{\rho a} e^{-jkx} - \frac{\underline{p}_{-o} A}{\rho a} e^{jkx} \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (18.7)$$

18.3.2 Condition aux limites réfléchissante

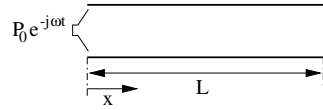


FIG. 18.1 – Conduite avec condition aux limites réfléchissante

La section de sortie du tube étant ouverte (figure 18.1), la pression acoustique est égale à la pression ambiante à $x = \ell$, ou $\underline{p}(\ell) = 0$. À partir de l'équation (18.6) on écrit :

$$\underline{p}_{+o} e^{-jk\ell} = -\underline{p}_{-o} e^{jk\ell} \quad [\text{Pa}] \quad (18.8)$$

De manière similaire, la pression dynamique à l'entrée de la conduite doit suivre la pression imposée par la source de pression $\underline{p}(0) = \underline{p}_o$, ce qui donne :

$$\underline{p}_o = \underline{p}_+ + \underline{p}_- \quad [\text{Pa}] \quad (18.9)$$

où \underline{p}_o est la pression complexe associée à la source acoustique.

À partir des équations (18.8) et (18.9), \underline{p}_{+o} et \underline{p}_{-o} peuvent être calculées :

$$\underline{p}_{+o} = \underline{p}_o \frac{e^{jk\ell}}{2j \sin k\ell}, \quad \underline{p}_{-o} = -\underline{p}_o \frac{e^{-jk\ell}}{2j \sin k\ell} \quad [\text{Pa}] \quad (18.10)$$

Les expressions de la pression $\underline{p}(x)$ et le débit-volume $\underline{q}(x)$ en fonction de la position x le long de la conduite sont obtenues en substituant \underline{p}_{+o} et \underline{p}_{-o} dans les équations (18.6)

et (18.7).

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_o \frac{\sin \frac{\omega}{a}(\ell - x)}{\sin \frac{\omega}{a}\ell} \quad [\text{Pa}] \quad (18.11)$$

$$\underline{q}(x) = -\underline{p}_o \frac{jA \cos \frac{\omega}{a}(\ell - x)}{\rho a \sin \frac{\omega}{a}\ell} \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (18.12)$$

La grandeur $|\underline{p}(x)|$ est présentée dans la figure 18.2 pour quelques fréquences ω et dans la figure 18.3 pour quelques instants pendant une période à une fréquence donnée. Les courbes correspondent à quatre fréquences d'excitation différentes, où ω_0 est la première fréquence propre de la conduite.

Lorsque $\omega = n\pi a/\ell$, un phénomène de résonance s'instaura : \underline{p} et \underline{q} tendent vers l'infini dans les lieux correspondants aux *ventres* et tendent vers zéro dans les *nœuds*. Pour des raisons numériques, les amplitudes dans le graphique à gauche de la figure ne deviennent pas infinies mais seulement très grandes (figure 18.2 à gauche : amplitude = 10^{14}).

Ces fréquences sont appelées des fréquences propres. Dans des systèmes réels, les amplitudes restent finies du fait des pertes et des non linéarités dans le milieu.

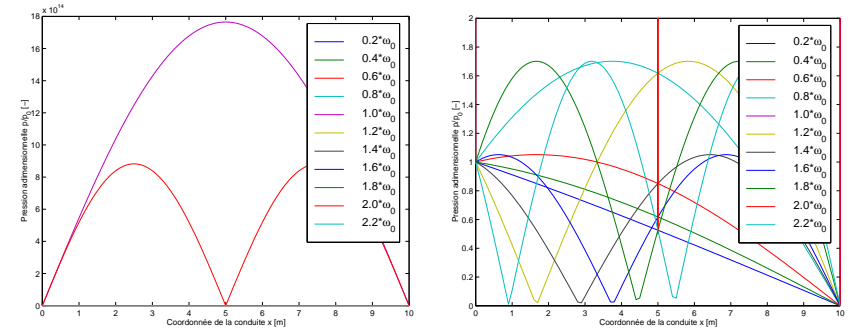


FIG. 18.2 – $|\underline{p}(x)|/\underline{p}_o$ pour quelques fréquences d'excitation entre $0.2\omega_0 \dots 2.2\omega_0$

À partir des équations (18.11) et (18.12), on trouve facilement que la puissance acoustique globale qui traverse une section de la conduite est nulle (équation (18.13)). Mathématiquement, la pression et le débit-volume sont en quadrature : l'angle relatif entre $\underline{p}(x)$ et $\underline{q}(x)$ vaut $\pi/2$.

$$P_a = \Re \left(j \frac{p_o^2}{Z_{ac}} \frac{\sin k(\ell - x) \cos k(\ell - x)}{(\sin k\ell)^2} \right) \equiv 0 \quad [\text{W}] \quad (18.13)$$

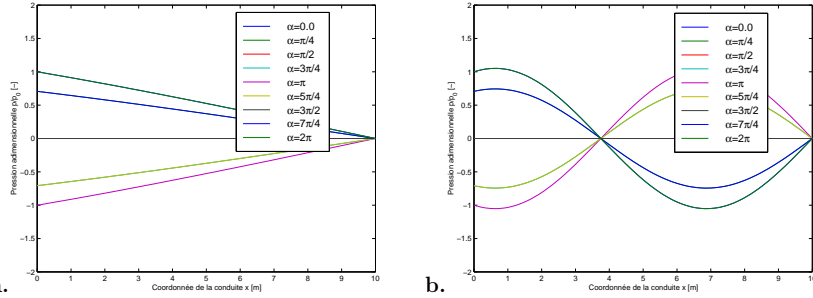


FIG. 18.3 – $|p(x)|/p_0$ à différents instants dans une période : a. $\omega = 0.2\omega_0$ b. $\omega = 1.6\omega_0$

18.3.3 Condition aux limites absorbante

Une condition aux limites absorbante est modélisée par une dissipation visqueuse à la section de sortie de la conduite. Toute énergie acoustique incidente est absorbée et implique un taux de 100% d'ondes progressives dans la conduite. L'évolution temporelle et spatiale des fluctuations hydroacoustiques s'écrit :

$$p(x, t) = \underline{p}_o e^{-jkx} e^{j\omega t} \quad [\text{Pa}] \quad (18.14)$$

$$q(x, t) = \frac{\underline{p}_o A}{\rho a} e^{-jkx} e^{j\omega t} \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (18.15)$$

L'amplitude de l'excitation reste constante le long de la conduite. La phase relative à l'excitation est fonction de la position spatiale et de la fréquence. Elle est toujours en phase avec l'excitation à l'entrée de la conduite.

Le déphasage relatif entre la pression et le débit-volume acoustique est zéro. La puissance acoustique globale s'écrit :

$$P_a = \frac{A \underline{p}_o^2}{\rho a} = \frac{\underline{p}_o^2}{Z_{ac}} \quad [\text{W}] \quad (18.16)$$

18.3.4 Condition aux limites mixte

Par condition aux limites mixte, nous entendons une absorption partielle des ondes incidentes (figure 18.4). Elle est modélisée par un amortisseur visqueux à la sortie de la conduite, absorbant seulement une fraction $0 < K < 1$ de la puissance acoustique. La réponse à l'excitation est plus compliquée. Elle est composée de parties réelles et imaginaires.

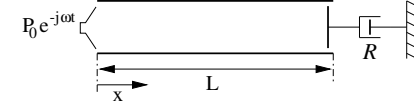


FIG. 18.4 – Conduite avec condition aux limites mixte

A partir des équations (8.28), l'impédance acoustique d'un tuyau dans lequel il y a une combinaison d'ondes progressives et rétrogrades est :

$$\underline{Z}_a(x) = \frac{p(x)}{q(x)} = \frac{\rho a \underline{p}_{+o} e^{-jkx} + \underline{p}_{-o} e^{jkx}}{\underline{p}_{+o} e^{-jkx} - \underline{p}_{-o} e^{jkx}} \quad [\Omega_a] \quad (18.17)$$

L'impédance à $x = \ell$ doit être égale à l'impédance de l'amortisseur $\underline{Z}(\ell) = \underline{Z}_m/A^2$. L'impédance d'un amortisseur s'écrit $\underline{Z}_m = \frac{R}{\underline{X}} = R$, dans laquelle $\underline{F} = \underline{p}A$ et $\underline{X} = \underline{q}/A$, d'où :

$$\underline{Z}_a(\ell) = \frac{\underline{p}}{\underline{q}} = \frac{\underline{Z}_m}{A^2} = \frac{R}{A^2} \quad [\Omega_a] \quad (18.18)$$

A partir des équations (18.17) et (18.18) nous obtenons :

$$K = \frac{\underline{p}_{+o} e^{-jk\ell} + \underline{p}_{-o} e^{jk\ell}}{\underline{p}_{+o} e^{-jk\ell} - \underline{p}_{-o} e^{jk\ell}} \quad [1] \quad (18.19)$$

avec $K = R_f/(\rho a A)$.

La pression acoustique à l'entrée de la conduite doit suivre la pression imposée par la source de pression $\underline{p}(0) = \underline{p}_o$, ce qui donne :

$$\underline{p}_o = \underline{p}_{+o} + \underline{p}_{-o} \quad [\text{Pa}] \quad (18.20)$$

où \underline{p}_o est la pression complexe associée à la source de pression.

À partir des équations (18.19) et (18.20), \underline{p}_{+o} et \underline{p}_{-o} peuvent être calculées :

$$\underline{p}_{+o} = \underline{p}_o \frac{(K+1)e^{jk\ell}}{(K+1)e^{jk\ell} + (K-1)e^{-jk\ell}}, \quad \underline{p}_{-o} = \underline{p}_o \frac{(K-1)e^{-jk\ell}}{(K+1)e^{jk\ell} + (K-1)e^{-jk\ell}} \quad (18.21)$$

Les expressions de $\underline{p}(x)$ et de $\underline{q}(x)$ sont obtenues en substituant \underline{p}_{+o} et \underline{p}_{-o} dans les équations (18.6) et (18.7).

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_o \frac{(K+1)e^{jk(\ell-x)} + (K-1)e^{-jk(\ell-x)}}{(K+1)e^{jk\ell} + (K-1)e^{-jk\ell}} \quad [\text{Pa}] \quad (18.22)$$

$$\underline{q}(x) = \underline{p}_o \frac{A}{\rho a} \frac{(K+1)e^{jk(\ell-x)} - (K-1)e^{-jk(\ell-x)}}{(K+1)e^{jk\ell} + (K-1)e^{-jk\ell}} \quad [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (18.23)$$

La puissance acoustique globale se calcule à partir des deux équations précédentes :

$$P_a = \Re(p q^*) \quad [\text{W}] \quad (18.24)$$

On observe que pour $K = 1$, on retrouve la réponse d'ondes progressives pures des équations (18.14) et (18.15). Pour $K = 0$, la réponse en ondes stationnaires des équations (18.11) et (18.12) est obtenue. Une absorption partielle ($0 < K < 1$) donne lieu à une réponse mixte, composée d'ondes stationnaires et progressives.

18.3.5 Caractérisation de la source d'excitation

Il a été proposé [50] d'estimer l'amplitude de la source de pression excitante associée aux fluctuations de pression comme suit :

$$|p_{\text{src}}| = \sqrt{Z_{\text{ac}} \Re(p \underline{q}^*)} = \sqrt{Z_{\text{ac}} P_a} \quad [\text{Pa}] \quad (18.25)$$

Or, $P_a \equiv 0$ pour une conduite sans frottements avec des conditions aux limites réfléchissantes (18.13) et donc également $|p_{\text{src}}| \equiv 0$. Ceci ne correspond pas au résultat correct $|p_{\text{src}}| = p_0$ comme exprimé dans l'équation (18.9).

En regardant les équations (18.13), (18.16) et (18.24), il apparaît clairement que l'équation (18.25) permet uniquement d'évaluer l'amplitude p_0 de l'excitation dans le cas d'ondes progressives pures.

Pour des conditions aux limites mixtes, la pression source $|p_{\text{src}}|$ estimée varie en fonction de la fréquence comme le montre la figure 18.5 pour les conditions aux limites considérées. Il s'agit d'un tube de longueur $\ell = 10$ m et de section $A = 1$ m². Les autres paramètres sont la célérité $a = 1000$ m/s et la densité volumique $\rho = 1000$ kg/m³. On observe que dans le cas d'une absorption partielle ($0 < K < 1$), $|p_{\text{src}}|$ varie en fonction de la fréquence, ce qui ne correspond pas à la caractéristique de la source \underline{p}_0 émettant un bruit blanc. En fonction de K et de la fréquence, l'estimation de $|p_{\text{src}}|$ peut être plus ou moins faussée.

18.4 Décomposition d'un champ acoustique en ondes progressives et stationnaires

La réponse dynamique totale du système peut être exprimée comme une superposition d'ondes stationnaires et progressives [115, 110, 97]. Le taux d'onde stationnaire et progressive dépend des conditions aux limites. Dans le domaine de l'acoustique aérienne, cette thématique a été un sujet de recherche surtout dans les années 1980 [13, 20, 71, 97, 98].

Spiekermann [98] a présenté une technique qui permet de décomposer un champ acoustique monodimensionnel \underline{p}_t en une somme d'ondes progressives \underline{p}_p et d'ondes stationnaires \underline{p}_s (18.26) sans faire de supposition au niveau des conditions aux limites.

$$\underline{p}_t = \underline{p}_p + \underline{p}_s = |\underline{p}_p| e^{j[\omega t - (\omega/a)x + \theta]} + |\underline{p}_s(x)| e^{j[\omega t + \theta - \pi/2]} \quad [\text{Pa}] \quad (18.26)$$

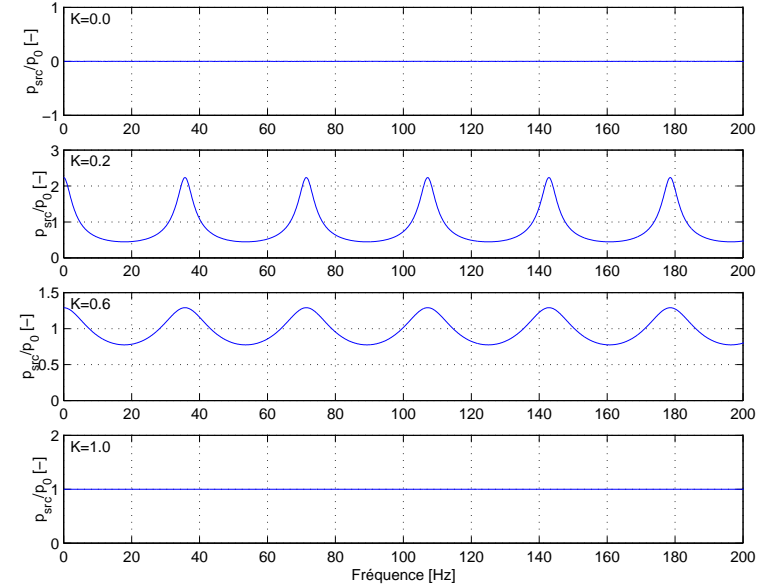


FIG. 18.5 – Amplitude de la pression source $|p_{\text{src}}|/p_0$ en fonction de la fréquence, pour différents coefficients de réflexion : (de haut en bas) $K = 0.0$, $K = 0.2$, $K = 0.6$ et $K = 1.0$

Dans cette équation $|\underline{p}_p|$ représente l'amplitude de l'onde progressive tandis que $|\underline{p}_s(x)|$ est la distribution de l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction de la position.

A partir des mesures des fluctuations de pressions à deux endroits différents, il est possible d'évaluer $|\underline{p}_p|$ et $|\underline{p}_s(x)|$, dont les distributions dans le domaine fréquentiel dépendent des conditions aux limites du système.

Pour notre problématique de la stabilité de fonctionnement des turbines Francis, la connaissance du taux d'onde stationnaire est une information intéressante, mais pas suffisante pour pouvoir corriger l'influence des ondes stationnaires sur l'amplitude estimée de la source d'excitation : le taux d'onde progressive dépend toujours des caractéristiques du système d'adduction de l'installation hydraulique et pas seulement de la turbine.

18.5 Application pratique de l'intensimétrie hydroacoustique

L'application de cette méthode sur stand d'essais demandera une mise en œuvre très soignée afin de garantir des résultats précis. En effet, cette méthode comporte quelques points délicats.

- Dans le cas d'une plate-forme d'essais de turbines ou d'une centrale hydraulique, les conditions aux limites étant proches de la réflexion totale, la présence d'ondes stationnaires est inévitable. Le taux d'ondes progressives dans la conduite pourrait être faible, ce qui nuirait à la précision de mesure et donc à la détermination de la pression source.

Un remède usuel consiste à insérer une terminaison anéchoïque, qui sert à augmenter le taux d'ondes progressives par rapport aux ondes stationnaires.

- La précision de mesure de la méthode des deux capteurs se dégrade très rapidement, en particulier pour les basses fréquences et de petites distances en cas de discordance de phase entre les deux capteurs [23]. Les caractéristiques relatives des capteurs doivent être vérifiées régulièrement.

- Un stand d'essais ne comprend pas seulement le modèle réduit de *turbine* mais également une *pompe* de service. Il y a donc deux sources actives dans le circuit. La mesure de la puissance acoustique dans une section d'une conduite uniforme permet de mesurer la puissance globale. Si la pompe rayonne une puissance acoustique à des fréquences qui correspondent à des fréquences d'excitation naturelle de la turbine, il est impossible de distinguer la part respective de ces deux sources.

Afin de résoudre ce problème, il est nécessaire de découpler les effets induits par la pompe de service en introduisant un filtre acoustique. On peut penser à une cuve avec une importante surface libre entre les deux machines. De cette manière, la puissance acoustique rayonnée par la pompe est réfléchi sur cette condition aux limites et n'atteint pas la conduite d'alimentation directement en amont de la turbine.

Rappelons aussi que cette méthode permet de déterminer l'amplitude d'une excitation source dans un champ infini (ondes progressives pures). Par contre toute information concernant la phase relative entre les phaseurs associés à chaque fréquence est perdue. Il est donc possible de calculer la réponse de l'installation prototype à chaque fréquence d'excitation, mais il n'est pas possible de calculer la réponse réelle à l'excitation source.

18.6 Conclusion

La puissance acoustique, bien qu'elle soit indépendante de la section de mesure dans un circuit sans dissipation, est une grandeur qui dépend des caractéristiques dynamiques de toute l'installation hydraulique et non seulement de la source d'excitation. Son application dans la caractérisation d'une excitation n'est valable que dans un système sans

réflexion. Cette condition n'est pas garanti lors d'un essai sur modèle réduit.

Afin d'apporter une solution à la problématique de la prédiction de la stabilité de fonctionnement de l'installation prototype, une tout autre approche est présentée dans le chapitre 19.

Chapitre 19

Identification d'un modèle équivalent d'une turbine Francis

19.1 Introduction

Comme mentionné dans le chapitre 18, la présence d'ondes stationnaires rend difficile l'estimation par l'intensimétrie hydroacoustique d'une source d'excitation. Afin d'apporter une solution, une tout autre approche est présentée dans ce chapitre. Elle est basée sur l'identification d'un modèle équivalent de la turbine Francis y compris la source d'excitation, en analogie avec des méthodes utilisées dans les domaines tel que l'électroacoustique et l'acoustique aérienne.

Après avoir expliqué son principe (§19.2), cette approche est appliquée au cas académique décrit dans le chapitre précédent (§18.3) afin de montrer son bien-fondé (§19.3). Ce modèle équivalent est transposable à l'installation prototype. En connaissant la géométrie de la conduite forcée, il est alors possible de calculer la réponse dynamique de l'installation à l'excitation transposée (§19.4). La dernière section (§19.5) présente les résultats obtenus lors d'une campagne d'essais dans le but de mettre en pratique cette méthode.

19.2 Principe

19.2.1 Démarche

Le modèle réduit d'une turbine hydraulique est géométriquement semblable à la turbine prototype pour les parties mouillées, en général de l'entrée de la bache spirale à la sortie du diffuseur. Les conditions adimensionnelles de fonctionnement de la turbine sont choisies afin d'obtenir un écoulement semblable au sein de la turbine.

Les théorèmes de Thévenin et Norton apportent la solution pour la prédiction du comportement dynamique d'une installation hydraulique. Si la turbine, et les perturbations hydrauliques qu'elle génère, peut être considérée comme un système linéaire, son comportement dynamique peut être décrit par un générateur équivalent de Thévenin ou de Norton.

Il est alors possible d'identifier les composants — une source équivalente et une impédance équivalente — du générateur de Thévenin/Norton comme exposé dans la section 19.2.2. Ces composants sont ensuite aisément transposables à l'installation prototype, où ils sont à la base du calcul de la réponse dynamique de l'installation prototype (§19.4).

19.2.2 Identification d'un modèle équivalent

Aucune formulation ne permet de caractériser une source acoustique ; des méthodes expérimentales ont été développées afin d'évaluer d'une part l'impédance interne Z_{eq} et d'autre part le terme générateur p_{eq} . Parmi celles-ci nous citerons :

- **Méthodes directes** Elles consistent à superposer à la source indéterminée, un signal de niveau "suffisamment important" afin de rendre négligeables les niveaux de la source inconnue, et d'appliquer ensuite les techniques classiques de mesure d'impédance.
- **Méthodes indirectes** Elles reposent sur le fait que le niveau de pression p est non seulement fonction de l'impédance de charge Z_a mais également des caractéristiques de la source p_{eq} et Z_{eq} . La mesure des niveaux de pression pour plusieurs configurations de lignes permet d'établir un système dont les solutions sont les caractéristiques de celle-ci.

La méthode des deux charges [40, 59, 60], une méthode indirecte, repose sur le principe d'analogie électroacoustique. Cette technique consiste à mesurer les niveaux de pression en aval de la source à caractériser pour deux configurations de ligne différentes. Une des impédances de charge en aval du capteur est supposée connue ($Z_{a,1}$ et $Z_{a,2}$). La représentation analogique est proposée dans la figure 19.1.

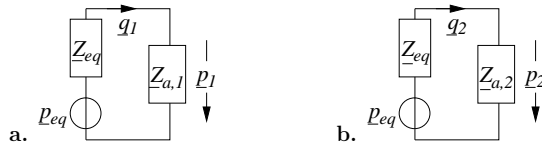


FIG. 19.1 – La méthode des deux charges

Les relations hydroacoustiques permettent d'établir l'expression de l'impédance et de la pression équivalente de la source, de la manière suivante :

$$p_{eq} = Z_{eq} q_1 + p_1 \quad \text{et} \quad p_{eq} = Z_{eq} q_2 + p_2 \quad (19.1)$$

$$Z_{eq} = \frac{p_1 - p_2}{q_2 - q_1} \quad (19.2)$$

$$p_{eq} = p_1 \frac{Z_{a,1} + Z_{eq}}{Z_{a,1}} \quad (19.3)$$

19.3 Application à un cas académique [8]

19.3.1 Présentation du système

La démarche proposée dans la section précédente est appliquée au cas académique présenté dans la section 18.3. Ce système, gouverné par les équations (18.22) et (18.23) est séparé en deux morceaux, comme illustré dans la figure 19.2 :

1. La partie de gauche est invariable. Elle comprend une source d'excitation et un bout de conduite de longueur et de section fixes. Ses paramètres sont résumés dans le tableau 19.1.
2. La partie de droite est un circuit de charge variable. Son impédance est fonction de la longueur ℓ_i et/ou du coefficient de réflexion. Ses paramètres sont résumés dans le tableau 19.2 pour six configurations.

Notons que $f_0 = a/(4\ell)$ est la première fréquence propre théorique d'une conduite aux extrémités ouvertes (équation (9.4)), que l'on devrait retrouver avec l'approche proposée.

i	p_0 [Pa]	ℓ_s [m]	A [m ²]	f_0 [Hz]	a [m/s]
s	1	4	1	62.5	1000

TAB. 19.1 – Paramètres de la partie fixe

i	K	ℓ_i [m]	A [m ²]	f_0 [Hz]	a [m/s]
1	0.0	10	1	25.0	1000
2	0.2	10	1	25.0	1000
3	0.6	10	1	25.0	1000
4	1.0	10	1	25.0	1000
5	0.2	15	1	10.0	1000
6	0.2	25	1	5.5	1000

TAB. 19.2 – Configurations du circuit de charge

19.3.2 Impédance de charge

Le modèle théorique permet d'évaluer $p_i(\ell_s)$ et $q_i(\ell_s)$ dans la section commune des deux parties. A partir de ces grandeurs, l'impédance acoustique $Z_{a,i}$ est calculée. Le résultat, rendu sans dimension par division par l'impédance caractéristique de la conduite Z_{ac} , est présenté dans la figure 19.3.a.

- Pour la condition aux limites réfléchissante $K = 0$, la norme de $Z_{a,i}$ tend vers l'infini puisqu'il n'y pas de dissipation d'énergie dans le système. Pour un coefficient d'absorption non nul, l'amplitude de $Z_{a,i}$ reste finie. Pour $K = 1$, il n'a y que des ondes progressives pures. On retrouve bel et bien $Z_{a,i}/Z_{ac} \equiv 1$.

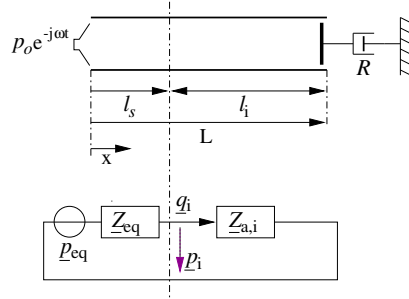


FIG. 19.2 – Conduite avec une condition aux limites mixte

- L'impédance acoustique de charge $Z_{a,i}$ correspond à l'impédance de la conduite variable à l'endroit $x = \ell_i$ (figure 19.1). On vérifie aisément que la première fréquence propre de chacune des impédances $Z_{a,i}$ dans la figure 19.3 correspond à celle calculée dans le tableau 19.2.

19.3.3 Impédance équivalente

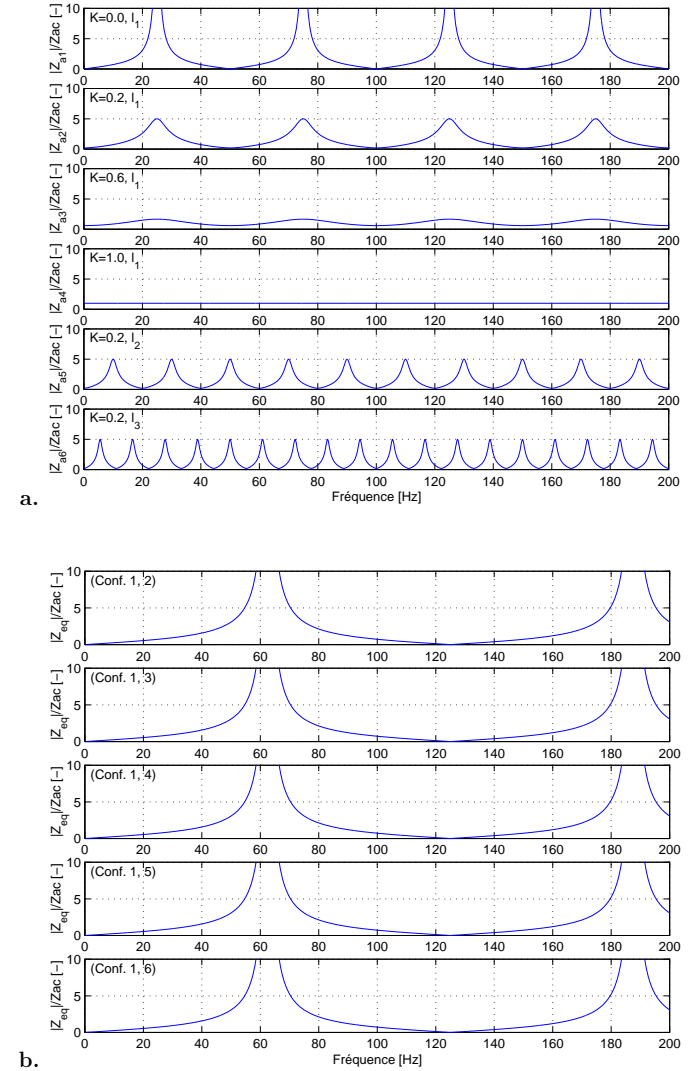
Par groupe de deux configurations différentes, l'impédance équivalente Z_{eq} se calcule à l'aide de l'équation (19.2). La figure 19.3.b montre que l'on retrouve toujours la même impédance équivalente. Selon le théorème de Thévenin, l'impédance équivalente est égale à l'impédance d'entrée du système à identifier avec toutes les sources de pression *annulées* (§9.3.1). En d'autres termes, l'impédance équivalente devrait être égale à l'impédance d'une conduite ouverte correspondant à une conduite ouverte de longueur ℓ_s . Ceci est effectivement vérifié (comparer la première fréquence propre dans la figure 19.3.b avec celle calculée dans le tableau 19.1).

19.3.4 Source de pression équivalente

De manière similaire que pour l'impédance équivalente, chaque combinaison de configurations différentes permet de retrouver la source de pression équivalente p_{eq} à partir de l'équation (19.3). La figure 19.4 montre que la caractéristique de la source de pression équivalente est toujours la même.

19.3.5 Source de pression

Le haut-parleur à l'entrée de la conduite constitue la source d'excitation *physique* appliquée au système qui consiste en un enchaînement infini de masses acoustiques et

FIG. 19.3 – Impédances calculées pour le cas académique : a. impédance de charge $|Z_{a,i}|/Z_{ac}$, b. impédance équivalente $|Z_{eq}|/Z_{ac}$

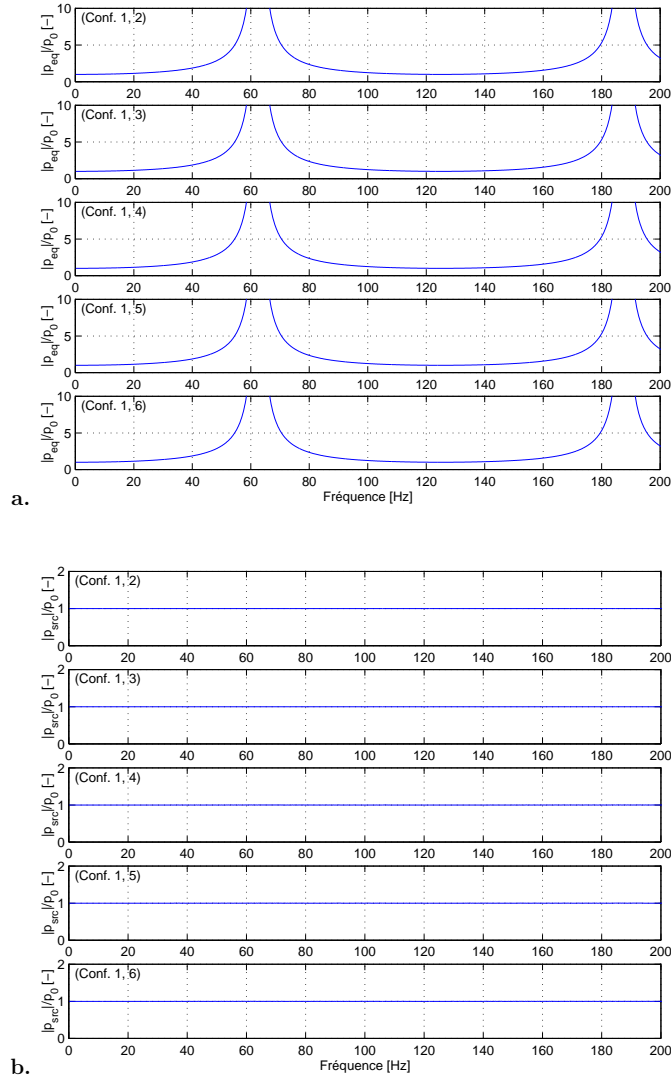


FIG. 19.4 – Amplitude de la source acoustique calculée pour le cas académique :
 a. source de pression équivalente $|p_{eq}|/p_0$, b. source de pression $|p_{src}|/p_0$

compliances (figure 9.3). Cette source ne doit pas être confondue avec la source de pression *équivalente*.

Il est possible de calculer la source d'excitation si l'on connaît la structure du réseau physique. Dans notre cas, il s'agit d'une conduite de longueur l_s . A vide, c'est-à-dire avec les bornes du réseau équivalent ouvert, on y mesure une pression égale à la pression équivalente $p_{vide} = p_{eq}$ et un débit-volume $q_{vide} = 0$. En connaissant p_{vide} et q_{vide} aux bornes du réseau équivalent, il suffit d'appliquer l'équation (8.26) afin de retrouver la caractéristique de la source de pression physique. Le résultat, rendu sans dimension par division de l'amplitude de la source de pression $|p_{src}|$, est présenté dans la figure 19.4. On constate que l'on retrouve la caractéristique de la source $|p_{src}|/p_0 = 1$.

19.4 Transposition sur une installation prototype

19.4.1 Introduction

L'approche présentée dans la section précédente est importante dans le cadre de la transposition des fluctuations hydrauliques mesurées lors d'essais sur modèle réduit à l'installation de prototype. En effet, il a été démontré que l'on peut séparer le système théorique en deux parties. En variant la caractéristique dynamique de la deuxième partie, le modèle équivalent de la première partie se calcule facilement.

Cette approche peut s'appliquer à une installation hydraulique. En effet, la première partie est évidemment la turbine, sous-entendant la partie qui est géométriquement semblable avec la turbine prototype (bâche spirale – roue – diffuseur). Si l'on peut faire varier l'impédance du système d'adduction (la deuxième partie), il est possible de calculer le modèle équivalent de la turbine.

Ce modèle équivalent détermine complètement le comportement dynamique de la turbine, sans dépendre des caractéristiques du système d'adduction. Evidemment, ceci est vrai pour autant que l'on puisse considérer l'installation hydraulique comme un système linéaire.

19.4.2 Similitude des essais de turbomachines hydrauliques [50]

Généralités

Deux réalisations d'une expérience sont en similitude quand des conditions d'essai différentes, choisies judicieusement, permettent aux phénomènes étudiés de se manifester de manière homologues.

X'' et X' sont deux réalisations de la grandeur X telles que $X'' = \lambda_X \cdot X'$, où λ_X est le rapport d'échelle entre les deux réalisations. La combinaison des rapports d'échelle relatifs aux différentes grandeurs impliquées dans une expérience doit vérifier certaines conditions pour que les phénomènes décrits soient homologues.

$$\int_A \rho \vec{C} \vec{C} \vec{n} dA + \int_V \rho \frac{\partial \vec{C}}{\partial t} dV = \int_V \rho \vec{g} dV + \int_A p \vec{n} dA + \int_A \vec{\tau} \vec{n} dA \quad (19.4)$$

L'application de ce concept aux différents termes de l'équation de la quantité de mouvement (19.4) permet de définir des critères de similitude par 5 nombres adimensionnels :

1. Strouhal $St = \frac{C \Delta t}{L}$ $\lambda_\rho \lambda_C^2 \lambda_L^2 = \lambda_\rho \lambda_C \lambda_t^{-1} \lambda_L^3$
2. Froude $Fr = \frac{C^2}{gL}$ $\lambda_\rho \lambda_C^2 \lambda_L^2 = \lambda_\rho \lambda_g \lambda_L^3$
3. Mach $Ma = \frac{C}{\sqrt{dp/d\rho}} = \frac{C}{a}$ $\lambda_\rho \lambda_C^2 \lambda_L^2 = \lambda_\rho \lambda_a^2$
4. Euler $Eu = \frac{\Delta p}{\rho C^2}$ $\lambda_\rho \lambda_C^2 \lambda_L^2 = \lambda_\rho \lambda_L^2$
5. Reynolds $Re = \frac{CL}{\nu}$ $\lambda_\rho \lambda_C^2 \lambda_L^2 = \lambda_\mu \lambda_C \lambda_L$

Selon l'expérience, il est nécessaire de privilégier certains critères de similitude car il est impossible de les respecter tous simultanément.

Similitude des amplitudes des fluctuations hydrauliques

Deux machines semblables ont des conditions de fonctionnement semblables. L'amplitude de la pression acoustique est liée aux fluctuations des vitesses d'écoulement par les termes des forces d'inertie non stationnaires et des forces de pression dans l'équation (19.4).

L'analyse de similitude permet de relier l'échelle de l'amplitude de la pression acoustique à celle de l'énergie massique et de la densité [51] :

$$\lambda_{\Delta p} = \lambda_\rho \lambda_E \quad (19.5)$$

La pression acoustique serait donc transposables en valeur relative, c'est-à-dire rapportée à la pression représentative de l'énergie hydraulique massique mise à disposition de la turbine.

L'analyse de similitude pour le débit-volume acoustique nous apprend que :

$$\lambda_{\Delta Q} = \lambda_E^{2/3} = \lambda_Q \quad (19.6)$$

Le débit-volume acoustique serait donc également transposable en valeur relative.

La transposition des amplitudes relatives est admise à l'émission des perturbations, mais elle ne suffit pas quand une interaction dynamique avec le circuit se manifeste.

Similitude d'impédances

Pour obtenir des impédances en similitude aux limites de machines semblables, il faut réaliser deux conditions : la similitude de l'impédance acoustique de référence Z_{ac} , et celle du nombre d'onde $\omega \ell / a$ [51].

Le résultat de cette analyse mène aux deux conditions suivantes ;

1. $\lambda_a = \lambda_R \lambda_n$
2. $\lambda_L = \lambda_R$

Le rapport d'échelle des longueurs de conduites λ_L doit donc être égal à celui des dimensions de la machine λ_R . D'autre part, la similitude d'écoulement nous donne :

$$\lambda_E = \lambda_\psi \lambda_R^2 \lambda_n^2 = \lambda_a^2 \quad (19.7)$$

Il suffit donc d'observer trois règles simples pour réaliser la similitude des impédances aux limites de la machine :

1. Egalité du rapport d'échelle des chutes avec le carré du rapport d'échelle des vitesses de propagation des ondes,
2. Systèmes d'adduction géométriquement semblables,
3. Ecoulements semblables.

19.4.3 Transposition des observations

Nous avons maintenant tous les éléments pour pouvoir transposer sur une installation prototype les caractéristiques dynamiques de la turbine mesurées lors d'un essai sur modèle réduit.

1. L'approche proposée dans la section 19.2 permet de découpler les caractéristiques dynamiques de l'adduction et de la turbine. La caractéristique dynamique de la turbine est décrite par une source de pression équivalente \underline{p}_{eq} en série avec une impédance équivalente \underline{Z}_{eq} .
2. Avec les lois de similitude (§19.4.2), \underline{p}_{eq} et \underline{Z}_{eq} sont facilement transposables à la turbine prototype. En effet, la transposition se fait entre la turbine (modèle réduit) sans système d'adduction et la turbine prototype également sans système d'adduction. La transposition se fait donc entre deux systèmes géométriquement semblables.
3. La réponse dynamique de l'installation prototype à cette source de pression transposée nécessite la connaissance de l'impédance du système d'adduction prototype. Cette impédance peut être mesurée ou calculée par les modèles dynamiques existants si sa géométrie est suffisamment simple. En effet, dans la majorité des cas il s'agit d'une conduite qui débouche dans un lac. Son impédance est alors donnée par l'équation (9.4).

19.5 Essais sur une installation hydraulique [7]

19.5.1 Objectifs

L'objectif de ces essais sur la *plate-forme 4* est de vérifier expérimentalement l'identification d'un modèle équivalent d'une partie d'un circuit hydraulique, comme décrite dans la section précédente.

19.5.2 Description de la plate-forme 4

La plate-forme d'essais PF4, essentiellement utilisée pour l'étude du comportement dynamique d'une turbomachine, est équipée d'un modèle de pompe-turbine de démonstration (figure 19.5). Les éléments principaux du circuit sont énumérés ci-dessous :

1. Pompe-turbine *Armfield* type Francis, roue de diamètre extérieur 152.4 mm,
 - Pompe : $Q = 0.010 \text{ m}^3/\text{s}$ sous $E = 49 \text{ J/kg}$ à 1500 tr/min ($\eta = 60\%$)
 - Turbine : $Q = 0.025 \text{ m}^3/\text{s}$ sous $E = 196 \text{ J/kg}$ à 2160 tr/min ($\eta = 60\%$)
2. Entraînement de la pompe-turbine à courant continu *BBC GN 160 L*, 30 kW à 3000 tr/min
3. Réservoir de 5.130 m^3
4. Tuyau basse pression $\phi 150 \text{ mm}$ avec vanne d'isolation et joint de dilatation
5. Tuyau haute pression $\phi 100 \text{ mm}$ avec joint de dilatation
6. Vanne d'étranglement
7. Tuyau de retour
8. Tuyère (tube de *Dall*) *DN 100* pour la mesure du débit
9. Pompe de service *Sulzer CZ 200-500*, roue de diamètre extérieur 430 mm
 - $Q = 0.12 \text{ m}^3/\text{s}$ sous 21 mCE à 1000 tr/min
10. Entraînement de la pompe de service à courant continu *BBC GN 180 L(2)*, 40 kW à 1000 tr/min

En mode pompe la roue est entraînée par une machine à courant continu *BBC*. L'énergie hydraulique créée par la machine d'essai est principalement dissipée dans une vanne d'étranglement servant au réglage du débit. En mode turbine, l'énergie hydraulique fournie au modèle d'essai est créée par une pompe de service *Sulzer*, entraînée par un moteur à courant continu.

Le stand PF4 est équipé d'une série de capteurs permettant de mesurer les grandeurs intervenant dans le calcul des caractéristiques de la turbomachine : le couple, la vitesse de rotation, le débit-volume, la pression différentielle entrée-sortie et la pression statique.

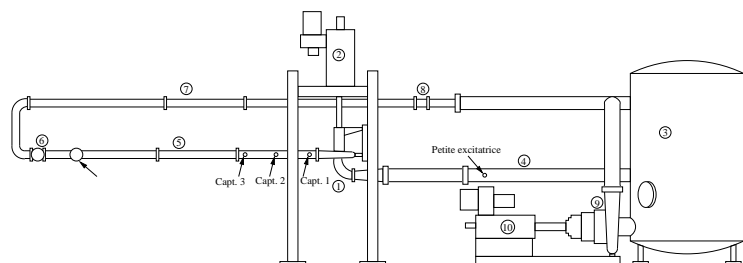


FIG. 19.5 – Schéma de la plate-forme 4

Conf.	ℓ	Volume d'air V
A	ℓ_1	$V = V_1$
B	ℓ_1	$V = 0$
C	ℓ_2	$V = V_1$
D	ℓ_2	$V = 0$

Unités : longueur $\ell = [\text{m}]$, volume $V = [\text{m}^3]$

TAB. 19.3 – Configurations d'essai

19.5.3 Dispositif expérimental

L'objectif consiste à déterminer le système équivalent de la pompe et son circuit d'adduction sur lequel est également monté une source d'excitation (figure 19.6).

L'impédance du circuit haute pression est modifiée à l'aide d'un grand accumulateur à air, qui peut être inséré à un endroit variable. Cet élément constitue un filtre passe-bas, dont la fréquence de coupure est déterminée par le volume et la pression moyenne de l'air au sein de l'accumulateur. L'accumulateur est inséré à deux endroits différents : deux longueurs ℓ_i différentes de la conduite entre la sortie de la bache spirale de la pompe et l'entrée de l'accumulateur. A chacun de ces endroits, deux impédances différentes sont obtenues en mettant un volume d'air dans l'accumulateur ou non. On a ainsi les 4 configurations énumérées dans le tableau 19.3.

Pour chaque configuration, le système hydraulique a été excité à une vingtaine de fréquences réparties entre 0 et 100 Hz à l'aide d'une excitatrice de type vanne rotative (figure 19.7). Pour une fréquence d'excitation donnée, le débit d'excitation moyen est supposé constant pour toutes les configurations. Ce débit est relativement faible pour éviter la formation de cavitation en aval de l'obturateur de la vanne. En effet, on a constaté une détérioration de la cohérence des mesures pour des débits plus grands. Cette détérioration pourrait être attribuée à la convection de petites cavités à travers

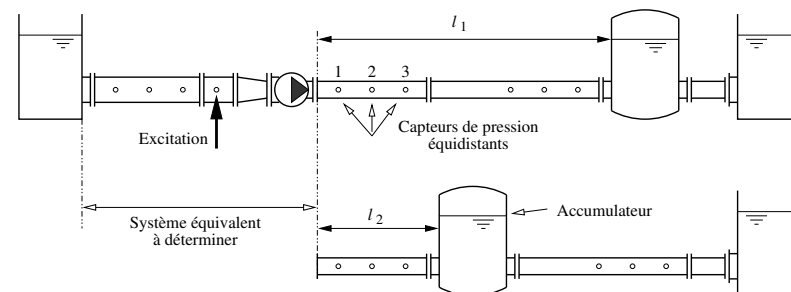


FIG. 19.6 – Schéma du dispositif expérimental

l'installation. Il est bien connu que la célérité d'onde dépend fortement du contenu en gaz dissous de l'eau.

Comme le débit d'excitation moyen est constant, l'excitation dynamique à une fréquence donnée devrait être également la même pour toutes les configurations de l'installation. Bien sûr, l'amplitude de l'excitation dynamique n'est pas constante en fonction de la fréquence. Elle diminue parce que le débit d'excitation moyen diminue en fonction de la vitesse de rotation de la vanne.

19.5.4 Description de l'essai

Pour chaque configuration, trois grandeurs sont en jeu comme le montre la figure 19.2 dans la section 19.2.2 :

1. l'impédance de charge Z_a ,
2. la source de pression équivalente p_{eq} ,
3. l'impédance équivalente Z_{eq} .

Les impédances de charge $Z_{a,i}$ étant mesurées, il reste p_{eq} et Z_{eq} comme grandeurs inconnues pour chaque configuration. Deux configurations permettent ainsi de les déterminer.

L'objectif central de ces essais consiste à prédire la réponse dynamique d'une troisième configuration. L'impédance de charge $Z_{a,3}$ de cette configuration est obtenue à partir d'un modèle théorique de cette partie de l'installation dont les propriétés géométriques sont connues (§19.5.6).

En connaissant p_{eq} et Z_{eq} et $Z_{a,3}$, la réponse dynamique de pression p_3 se calcule facilement à l'aide de l'équation (19.8).

$$p_3 = p_{eq} \frac{Z_{a,3}}{Z_{a,3} + Z_{eq}} \quad (19.8)$$

Ces résultats sont ensuite comparés avec la réponse dynamique mesurée de cette configuration.

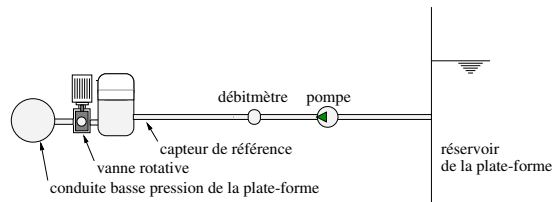


FIG. 19.7 – Schéma du système d'excitation

19.5.5 Résultats : identification du système équivalent

L'équation (19.2) permet de calculer l'impédance équivalente du système à identifier à partir des pressions et des débits-volume acoustiques mesurés avec deux impédances de charge différentes (deux configurations). Les pressions et les débits-volume sont des grandeurs complexes : il ne suffit pas de connaître leurs amplitudes mais également leurs déphasages relatifs. À partir des spectres d'amplitudes complexes mesurées, le débit-volume (complexe) est calculé relatif à la pression (complexe) pour chacune des deux configurations.

La seule information manquante est donc le déphasage relatif entre les pressions acoustiques des deux configurations. Il est donc nécessaire de mesurer un signal de référence afin de pouvoir recalculer en phase les pressions mesurées. Pour cela, un capteur de pression a été monté juste en amont de la vanne rotative utilisée comme excitatrice (figure 19.7).

La pression équivalente est représentée dans la figure 19.8. Le débit-volume dynamique injecté dans l'installation dépend de la fréquence de rotation de la vanne : plus la vanne tourne vite, plus le débit injecté est petit. Dans la figure 19.8, on observe effectivement de plus petites amplitudes de la pression équivalente pour les hautes fréquences que pour les basses fréquences.

L'impédance équivalente correspond à l'impédance de la pompe-turbine et de sa conduite d'adduction avec, en parallèle, l'impédance du circuit d'excitation. En supposant que l'impédance du circuit d'excitation soit suffisamment grande devant l'impédance de la conduite d'adduction, l'impédance équivalente devrait ressembler à l'impédance de la pompe-turbine et de sa conduite d'adduction. Cette dernière est estimée à partir des grandeurs géométriques de la plate-forme et comparée à l'impédance équivalente mesurée (figure 19.9). Bien que la correspondance ne soit pas très nette, l'impédance équivalente est effectivement un peu plus grande au voisinage de la première fréquence propre de la pompe-turbine et de sa conduite d'adduction.

19.5.6 Résultats : impédance de charge

Afin de pouvoir prédire le spectre d'amplitude d'une troisième configuration, l'impédance de charge doit être connue. Un modèle numérique a été établi pour la configuration A (tableau 19.3) dont le schéma est représenté dans la figure 19.10.

Calcul de l'impédance de charge

L'impédance de charge est calculée à l'aide de composants discrets, tels que présentés dans le chapitre 9. À l'aide de l'algorithme 1 présenté au chapitre 11, l'impédance de charge est obtenue de la manière suivante (figure 19.10) :

- L'accumulateur est modélisé comme une conduite (colonne d'eau) en série avec une compliance (volume d'air) : $Z_{a(3)} = Z_{conduite}(Z_{a(3)}^c)$

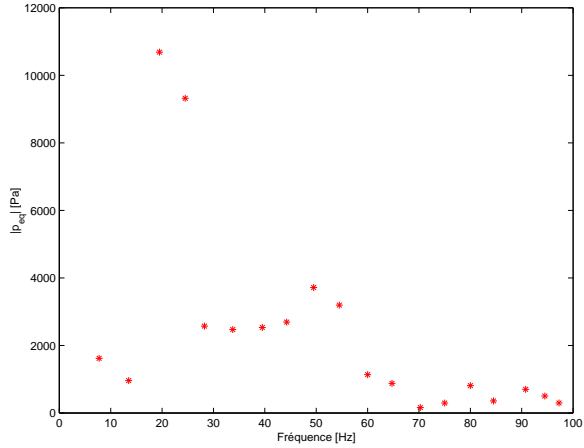


FIG. 19.8 – Pression équivalente

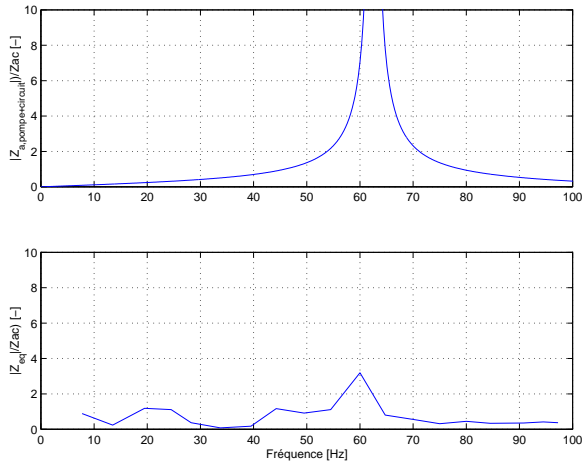


FIG. 19.9 – Impédance équivalente

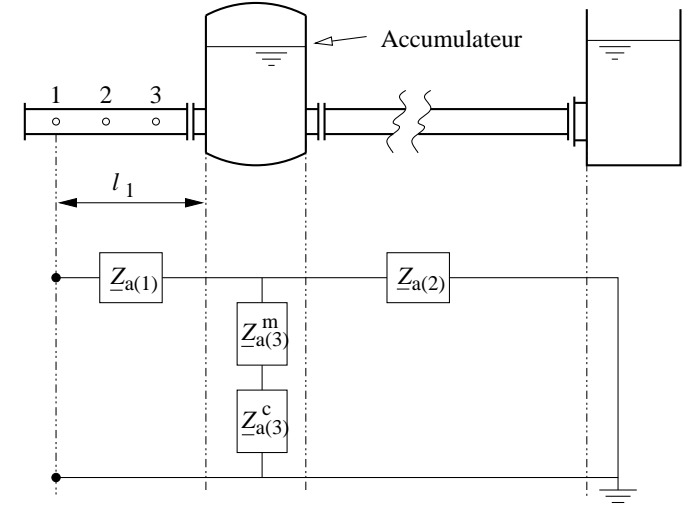


FIG. 19.10 – Impédance de charge pour la configuration 3

- L'impédance d'entrée de l'accumulateur est la résultante de l'impédance de la conduite de refoulement en aval de l'accumulateur $Z_{a(2)}$ en parallèle avec l'impédance $Z_{a(3)}$ calculée dans le point précédent. $Z_{a(2+3)} = \frac{Z_{a(2)} Z_{a(3)}}{Z_{a(2)} + Z_{a(3)}}$
- L'impédance de charge recherchée est l'impédance d'entrée de la conduite de refoulement en amont de l'accumulateur. L'impédance de sortie de la conduite de refoulement est l'impédance d'entrée de l'accumulateur : $Z_{(1+2+3)} = Z_{conduite}(Z_{a(2+3)})$

L'amortissement n'est pas pris en compte dans cette modélisation. Du point de vue du calcul, une modélisation simple des pertes peut facilement être introduite dans l'algorithme 1. Or, l'identification et la modélisation des pertes représentent un domaine de recherche en soi qui dépasse le cadre de cette étude. Des recherches, la plupart dans le domaine de l'acoustique aérienne, ont été menées sur l'amortissement dynamique [102], les pertes singulières, l'impédance de rayonnement d'une conduite, l'influence du profil de vitesse réel par rapport au modèle des ondes planes,...

Résultats de mesure

Le modèle le plus simple correspond à un tuyau, de longueur ℓ_1 ce qui implique que $Z_{a(2)} = 0$, $Z_{a(3)}^m = 0$, $Z_{a(3)}^c = 0$ dans le schéma de la figure 19.10. On considère alors que le volume d'air dans l'accumulateur est suffisamment grand pour pouvoir supposer que

son impédance d'entrée vaut zéro. La figure 19.11 montre que l'impédance théorique est déjà proche de l'impédance mesurée sur une large plage de fréquences.

Dans la figure 19.12.a, l'influence de l'accumulateur est prise en compte (seule $Z_{a(2)} = 0$). Au lieu d'une seule fréquence propre à 200 Hz, le modèle prédit deux fréquences propres (180 Hz et 225 Hz) avec une anti-résonance au milieu à 205 Hz. On retrouve cette même allure pour l'impédance mesurée bien que les deux fréquences propres se manifestent à des fréquences plus rapprochées (190 Hz et 210 Hz) de l'anti-résonance.

Finalement, la prise en compte du circuit haute pression complet permet de mettre en évidence plusieurs fréquences de résonance que l'on retrouve dans les mesures (figure 19.12.b). Un résultat similaire (figure 19.13) est obtenu pour l'impédance de charge au niveau du capteur 2 (figure 19.10).

19.5.7 Résultats : prédiction du comportement dynamique

Comme expliqué dans le paragraphe 19.5.4, l'équation (19.8) permet de prédire les fluctuations hydrauliques pour une impédance de charge Z_a donnée. La prédiction a été faite pour les configurations C et D du tableau 19.3 à partir des configurations A et B et les modèles théoriques des impédances de charge.

Les résultats sont présentés dans les figures 19.14 à 19.17. On observe une bonne correspondance entre les amplitudes mesurées (points) et les amplitudes prédites (trait plein) par la méthode proposée.

19.5.8 Résultats : comparaison avec la méthode basée sur l'intensimétrie hydroacoustique

La puissance acoustique a été mesurée pour les quatre configurations ce qui permet de calculer la pression source selon l'équation (18.25).

Les résultats, représentés dans la figure 19.18, confirment l'influence de l'impédance de charge du côté haute pression de la pompe-turbine. Pour une position d'insertion de l'accumulateur donnée, les pressions source sont assez proches. Or, en comparant les résultats pour lesquels l'accumulateur se trouve à des emplacements différents, les niveaux des pressions source sont nettement différents.

La figure 19.19 permet de comparer les deux méthodes pour deux impédances de charge différentes (tableau 19.3, configurations C et D). Globalement, la méthode basée sur l'identification prédit plus précisément les amplitudes de la pression acoustique que la méthode basée sur l'intensimétrie hydroacoustique.

19.6 Conclusion

Dans ce chapitre, l'identification d'un modèle équivalent d'une turbine Francis est présentée. Cette approche est à la base de la transposition des grandeurs acoustiques au

niveau d'une installation prototype à partir de mesures sur modèle réduit. Son bien-fondé a été démontré à l'aide d'un système théorique et vérifié expérimentalement.

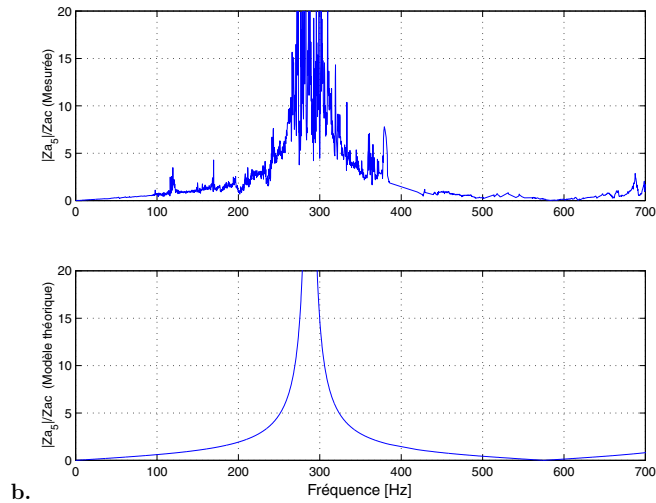
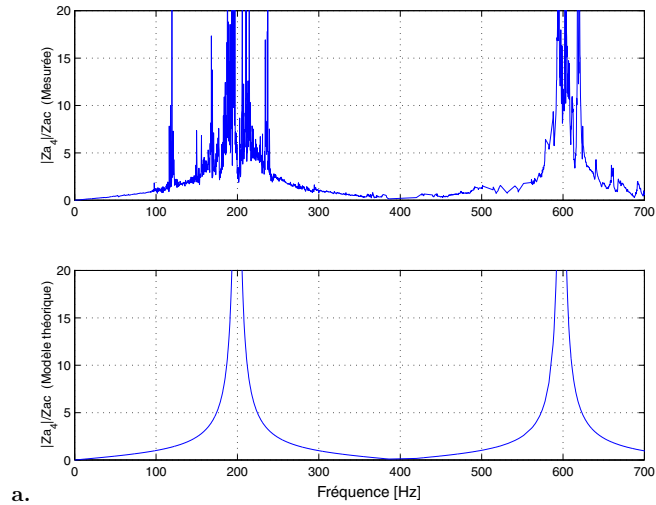


FIG. 19.11 – Comparaison de l'impédance de charge mesurée et théorique (modèle simple) : a. au niveau du capteur 1 b. au niveau du capteur 2

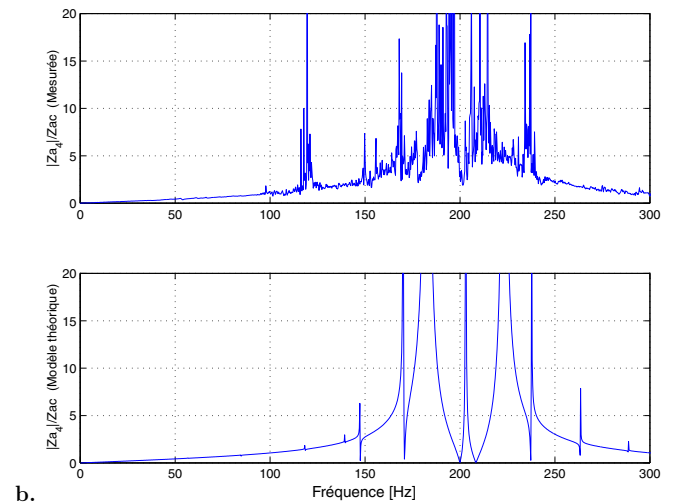
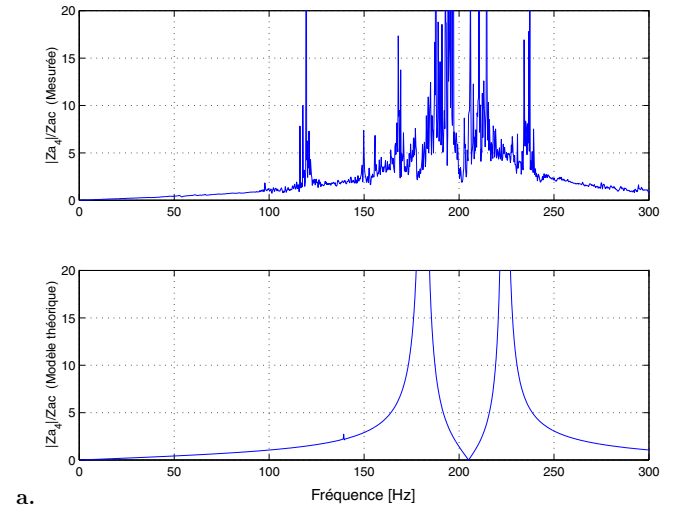


FIG. 19.12 – Comparaison de l'impédance de charge mesurée et théorique au niveau du capteur 1 : a. influence de l'accumulateur b. modèle complet

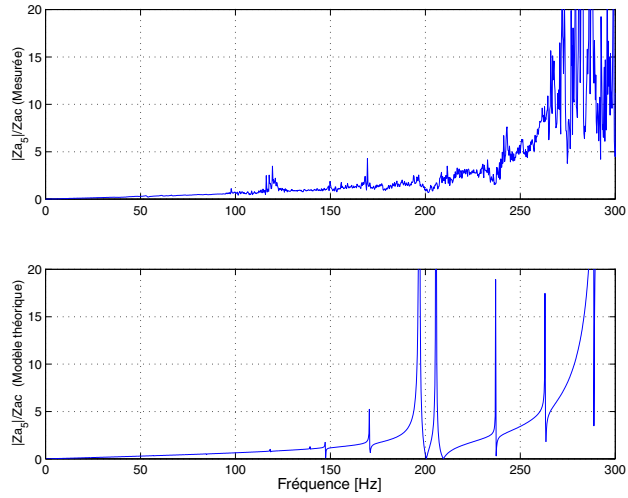


FIG. 19.13 – Comparaison de l'impédance de charge mesurée et théorique au niveau du capteur 2

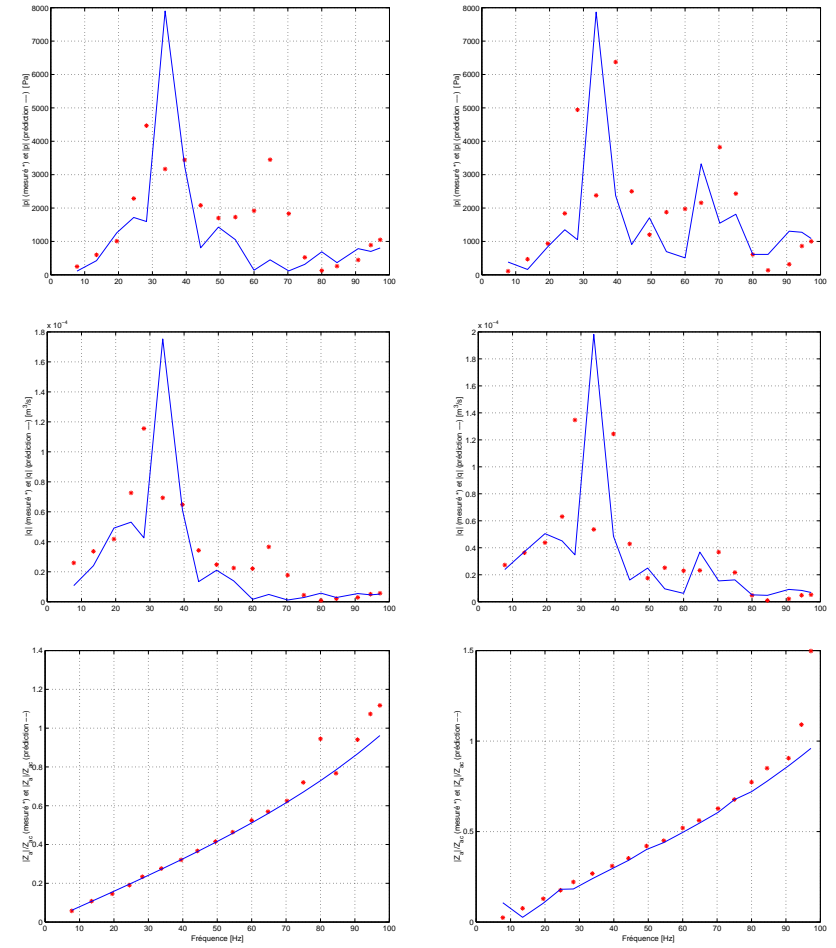


FIG. 19.14 – Prédiction de p , q , Z_{a_0} : conf. C, capteur 1 (* :mesures - :prédiction)

FIG. 19.15 – Prédiction de p , q , Z_{a_0} : conf. D, capteur 1 (* :mesures - :prédiction)

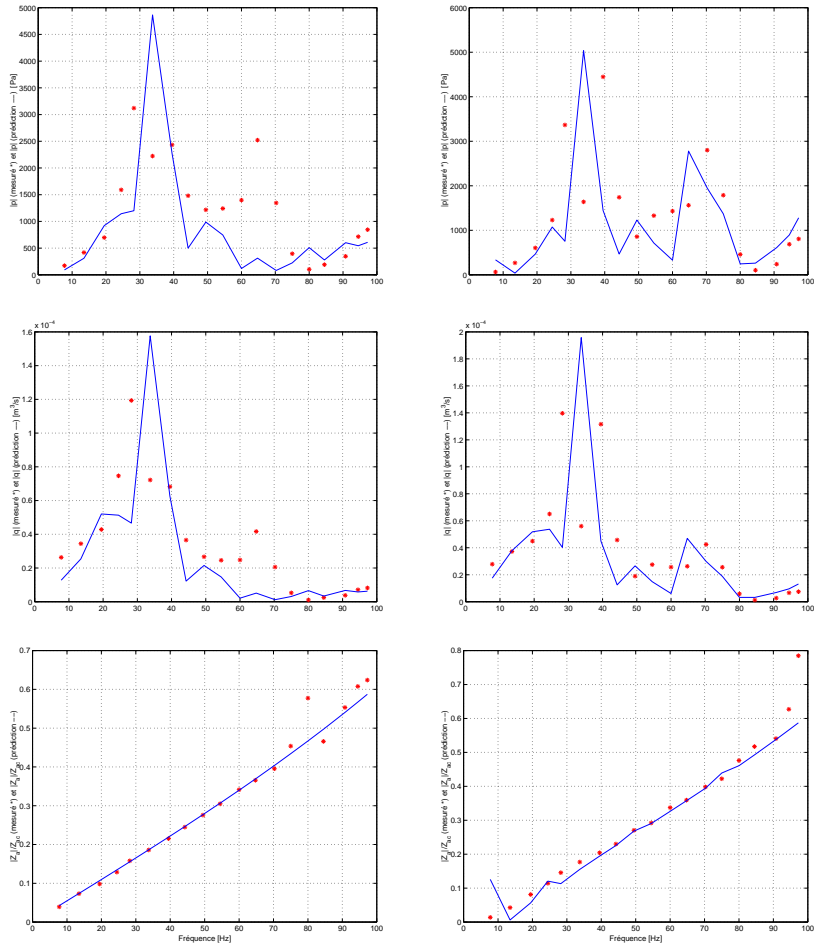


FIG. 19.16 – Prédiction de p , q , Z_a : conf. C, capteur 2 (* : mesures – :prédiction)

FIG. 19.17 – Prédiction de p , q , Z_a : conf. D, capteur 2 (* : mesures – :prédiction)

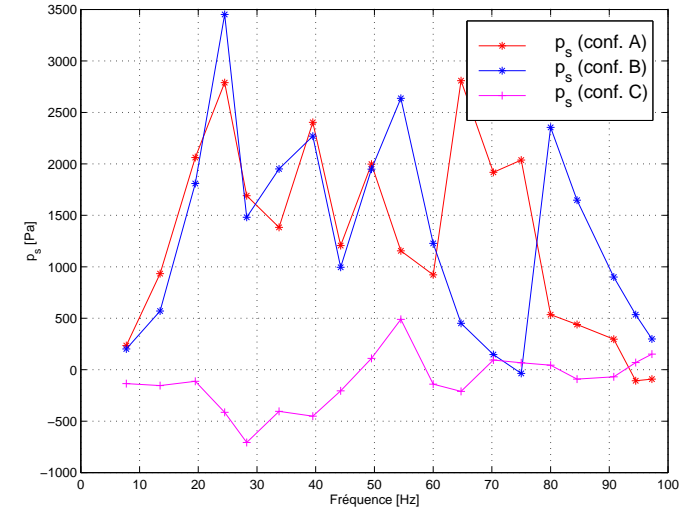


FIG. 19.18 – Pression source mesurée pour trois configurations différentes

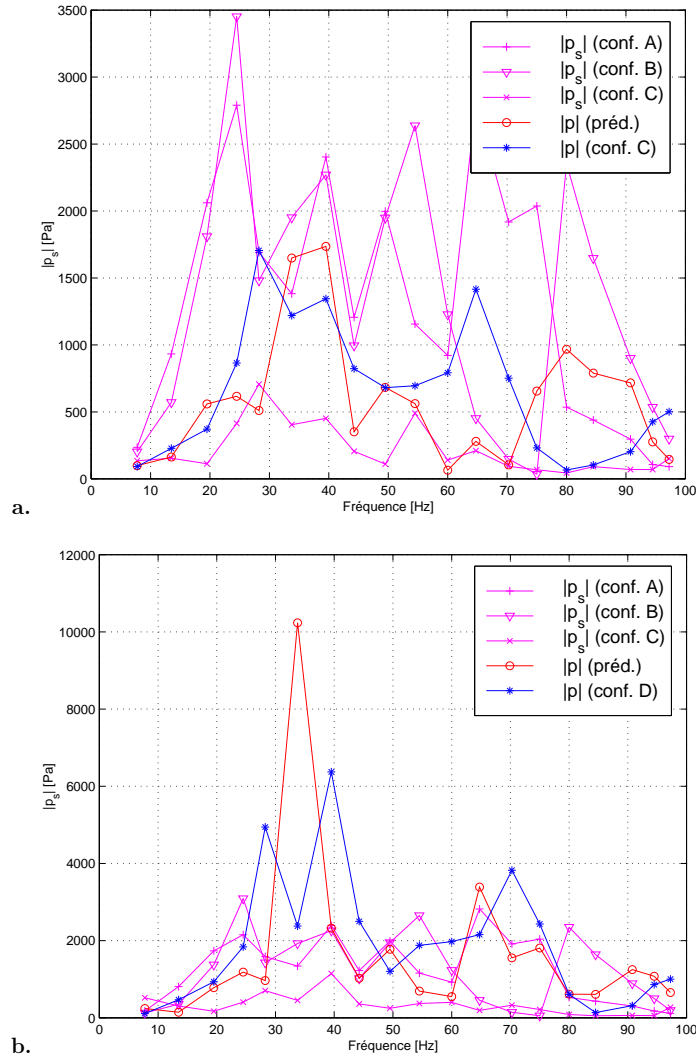


FIG. 19.19 – Comparaison de la méthode intensimétrique avec l'identification d'une source de pression : **a.** conf. C **b.** conf. D

Chapitre 20

Dimensionnement du système de contrôle actif

20.1 Introduction

Dans le chapitre 19 nous nous sommes concentrés sur la détermination de la source d'excitation équivalente. Le but est d'en extraire une estimation du débit d'excitation que le système de contrôle actif doit injecter dans la turbine pour créer la contre-excitation. Ce débit-volume d'excitation est la donnée centrale du dimensionnement d'un tel système.

L'identification de la source équivalente est relativement facilement réalisable sur une installation de laboratoire, mais il n'en va pas de même sur une installation prototype. En effet, l'approche nécessite un changement de l'impédance du côté haute pression, c'est-à-dire du système d'adduction. Afin d'éviter ce problème, une approche expérimentale est proposée pour déterminer ce débit d'excitation dans le paragraphe 20.4.2.

Le dimensionnement des différents composants du système d'excitation est discuté dans la section 20.4.

20.2 Configuration du système d'excitation

Les différentes analyses développées dans les chapitres précédents, nous amènent au choix de la mise en œuvre du système d'excitation.

- Comme présenté dans le chapitre 11, le principe de fonctionnement du système de contrôle actif basé sur une excitation externe nous apprend que l'injection doit être appliquée en aval de la turbine, c'est-à-dire dans le diffuseur.
- L'analyse énergétique du système d'excitation (§16.5) montre qu'il est plus avantageux (figure 16.3)
 - de générer la contre-excitation par injection plutôt que par soutirage d'un débit modulé,
 - de pomper l'eau de la cuve en aval (côté basse pression) au lieu d'utiliser la chute

de la machine pour produire le débit d'excitation.

- Pour des raisons de sécurité, il est également préférable que le système d'excitation reste entièrement du côté basse pression de la turbine. En évitant une prise d'eau du côté haute pression, on supprime un éventuel risque de mise sous pression excessif du circuit d'excitation. On évite également de devoir (sur-)dimensionner le système d'excitation pour la partie haute pression de la turbine. En fonction de l'énergie massique de la turbine, cette pression peut être considérablement plus élevée que celle nécessaire pour générer le débit d'excitation.
- Afin de minimiser les pertes de charges dans le circuit d'excitation, il est plus judicieux de piloter le débit d'excitation par la pompe d'injection que par une vanne d'étranglement.

En effet, la vanne ne fait que détruire une partie de l'énergie fournie par la pompe d'injection afin d'obtenir le débit optimal. Le réglage du débit en adaptant la vitesse de rotation de la pompe est une meilleure solution du point de vue énergétique.

A partir de ces considérations, la configuration recommandée du système d'excitation est montrée dans la figure 20.1. Dans cet exemple, la prise d'eau se trouve dans la cuve en aval.

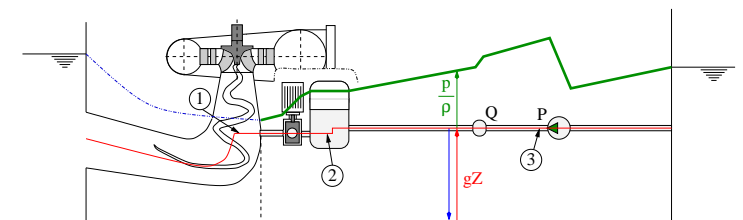


FIG. 20.1 – Système d'excitation externe

Appliquée à une centrale hydroélectrique, cette configuration est équivalente à une prise d'eau dans le bassin aval de la centrale. Pour des raisons techniques et/ou financières, il n'est pas forcément possible de réaliser une prise d'eau à cet endroit, puisque le diffuseur est noyé dans du béton. Tout dépend de la construction de la turbine et de la centrale.

Or, il existe souvent un accès au cône de la turbine. Dans ce cas, une solution possible est dessinée dans la figure 20.2. Cette configuration est intéressante puisque le même débit est utilisé pour créer une excitation par soutirage et par injection. Sur le plan énergétique (§16.5.1), la puissance hydraulique est réduite de moitié, mais la puissance électrique double en raison de l'actuateur supplémentaire. Globalement, le bilan énergétique de ce système est meilleur étant donné que la puissance hydraulique est a priori plus grande que la puissance électrique.

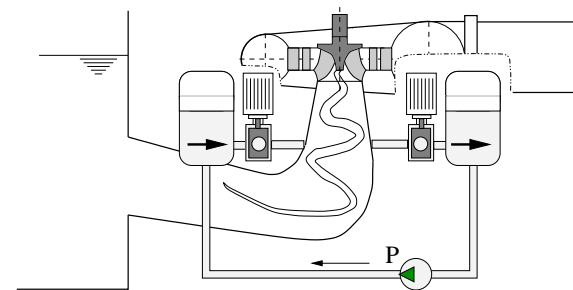


FIG. 20.2 – Implantation du système de contrôle actif en cas d'accès uniquement au cône

20.3 Paramètres du dimensionnement

Les paramètres à déterminer pour le dimensionnement du système d'excitation sont :

- l'amplitude du débit-volume acoustique q à la fréquence fondamentale à l'endroit d'implantation de l'actionneur,
- le débit-volume moyen optimal d'excitation \bar{q}_{opt} ,
- la section de raccordement du système d'excitation au diffuseur,
- les paramètres de l'accumulateur
 - la pression moyenne,
 - le volume total,
 - le volume d'air,
- les paramètres caractéristiques de la pompe de circulation

20.4 Démarche du dimensionnement

20.4.1 Débit moyen d'excitation

Le débit-volume moyen d'excitation est le paramètre clé, à partir duquel les autres composants du système d'excitation se calculent. Deux manières se profilent pour estimer ce paramètre.

1. Par une manière indirecte : on cherche d'abord l'amplitude du débit-volume acoustique pour en déduire le débit-volume moyen d'excitation. La section (§20.4.2) présente plus en détail comment déterminer le débit-volume acoustique nécessaire pour neutraliser les fluctuations hydrauliques naturelles de la turbine.

L'ordre de grandeur du débit-volume moyen s'obtient en supposant que le débit-volume injecté est de forme sinusoïdale, mais dont le minimum correspond à zéro ($1 + \sin\omega_0 t$). En effet, le débit-volume instantané est zéro quand la vanne est

complètement fermée. Le volume d'eau injecté, calculé par intégration du débit-volume moyen et par intégration du débit-volume acoustique, permet d'écrire :

$$\bar{q}_{\text{opt}} \Delta t = \int_{\Delta t} |q|(1 + \sin \omega_0 t) dt \quad [\text{m}^3] \quad (20.1)$$

où ω_0 correspond à la fréquence de précession de la torche, ou à une autre fréquence à laquelle on veut réduire les fluctuations hydrauliques. Une estimation plus précise, tenant compte du coefficient de perte de charge non linéaire de la vanne utilisée, est facilement calculée à l'aide d'un logiciel de calcul de régimes transitoires dans des réseaux hydrauliques.

2. L'évolution de la pression acoustique résultante, mesurée à l'entrée de la bache spirale (§16.6.4) est linéaire en fonction du débit-volume d'excitation (figure 16.17). Le débit-volume d'excitation optimal est indépendant d'autres paramètres tels que la configuration du système d'excitation ou le diamètre de passage du tuyau de raccordement entre la vanne rotative et le diffuseur.

Si il est possible d'installer sur une turbine prototype un système d'excitation (éventuellement provisoire) le débit-volume d'excitation peut être estimé expérimentalement. En effet, si l'on peut mesurer un bout de la caractéristique (figure 16.17), le débit-volume d'excitation optimal se trouve facilement par extrapolation.

20.4.2 Détermination du débit-volume d'excitation acoustique

A partir de l'identification du générateur équivalent de Thévenin et sa transposition sur prototype, on peut estimer l'amplitude du débit-volume d'excitation à la fréquence fondamentale. En effet, cette méthode permet de connaître la pression et le débit-volume acoustiques à l'entrée de la bache spirale de la turbine comme expliqué dans la section 19.4.3 pour un fonctionnement "à vide" (impédance zéro à l'entrée de la turbine).

A l'aide de la matrice de transfert *entrée bache – sortie roue* (figure 10.1), on calcule alors le débit-volume acoustique à la sortie de la roue Francis. Ce débit-volume correspond au débit-volume d'excitation acoustique (figure 20.3). Si l'endroit d'implantation de l'excitatrice externe est plus bas dans le cône, il faut prendre en compte la matrice de transfert *sortie roue – endroit d'injection dans le cône* pour calculer le débit-volume acoustique à cet endroit.

Toutefois, le résultat dépendra fortement d'en quelle mesure la turbine hydraulique peut être considérée comme étant un système linéaire, ainsi que de la précision avec laquelle les paramètres des matrices de transfert des différents composants peuvent être estimés. Une grande partie de la problématique des turbines Francis réside dans la difficulté d'accès à ces paramètres.

20.4.3 Diamètre de passage

En général, la pression absolue dans le cône du diffuseur est faible, ce qui est inhérent au fonctionnement d'une machine à réaction. Avec une pression locale faible, le risque

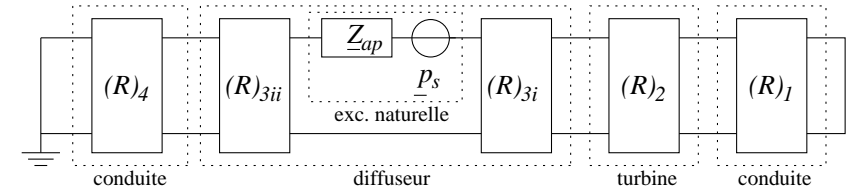


FIG. 20.3 – Identification de la source d'excitation

de formation de cavitation dans le tuyau de raccordement en aval de l'obturateur rotatif, est d'autant plus élevé.

La formation de la cavitation peut être prévenue en réduisant la vitesse d'écoulement en prévoyant un plus grand diamètre de passage. En effet, les essais sur modèle ont montré que le débit d'excitation optimal reste constant, pour des sections de passage différentes.

A chaque fermeture de la vanne rotative, une dépression Δp est induite dans la conduite qui raccorde la vanne au diffuseur. L'équation (7.22) permet de calculer la chute de pression associée à un changement de vitesse de type échelon, dans le tuyau de raccordement.

La pression moyenne dans le tuyau, proche de la pression moyenne dans le diffuseur p_{dif} , ne doit pas descendre en dessous de la pression de vapeur p_v après la fermeture de la vanne rotative :

$$|\Delta p| < |p_{\text{dif}} - p_v| \quad [\text{Pa}] \quad (20.2)$$

La connaissance de $|\Delta p|$ maximale permet de calculer la vitesse maximale admissible dans le tuyau, et donc également le diamètre minimal du tuyau de raccordement.

$$|\Delta C| < \frac{|\Delta p|}{\rho a} \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (20.3)$$

Avec $\Delta q = A \Delta C$ et $\Delta q = q_{\text{max}} - q_{\text{min}}$, avec le débit-volume maximal $q_{\text{max}} = 2|q|$ dans le tuyau (20.1) et $q_{\text{min}} = 0$ pour une fermeture complète de la vanne rotative :

$$A > \rho a \frac{|\Delta p|}{2 \bar{q}_{\text{opt}}} \quad [\text{m}^2] \quad (20.4)$$

Il est prudent de prévoir un débit-volume d'excitation plus grand que le débit optimal. En effet, lors du processus d'optimisation du débit d'excitation par le régulateur, des débits plus grands que le débit optimal sont injectés temporairement.

20.4.4 Pression moyenne dans l'accumulateur

La pression moyenne dans l'accumulateur est déterminée par le débit d'excitation et le coefficient de perte moyen de la vanne rotative. Ce coefficient peut être déterminé

expérimentalement ou encore à l'aide d'un logiciel de calcul de régimes transitoires.

$$p_{acc} - p_{dif} = K_{vanne} q_{opt} \quad [\text{Pa}] \quad (20.5)$$

20.4.5 Volume de gaz dans l'accumulateur

L'accumulateur utilisé pour les essais est un réservoir avec un volume d'air V_a en dérivation comme montré dans la figure 9.7. Cet élément constitue un filtre passe-bas.

L'impédance à l'entrée de la vanne rotative est l'impédance de l'accumulateur en parallèle avec l'impédance du circuit d'alimentation de l'accumulateur.

$$Z_a = \frac{Z_{accu} Z_{tuyau}}{Z_{accu} + Z_{tuyau}} \quad [\Omega_a] \quad (20.6)$$

Cette impédance tend vers zéro si l'impédance de l'accumulateur tend vers zéro. L'idée est donc de dimensionner l'accumulateur pour que son impédance à la fréquence de précession de la torche tende vers zéro. De cette manière, il y aura une pression constante à l'entrée de la vanne rotative.

L'impédance de l'accumulateur est l'impédance de la masse d'eau en dessous de la poche d'air en série avec l'impédance de la compliance du volume d'air et vaut :

$$Z_{accu} = Z_{eau} + Z_{air} = j\omega m_a + \frac{1}{j\omega C_a} \quad [\Omega_a] \quad (20.7)$$

où les expressions pour m_a et C_a sont données par les équations (9.7) et (9.14).

Les paramètres de ce composant (volume d'air, volume d'eau, ...) sont à déterminer à partir de la caractéristique du filtre (figure 20.4) désiré.

En particulier, on souhaite que la fréquence caractéristique du filtre ($f = 1$ dans la figure 20.4) corresponde à la fréquence de précession de la torche.

20.4.6 Pompe de circulation

Le débit d'excitation moyen q_{opt} , la pression au sein de l'accumulateur et une estimation des pertes dans les conduites de raccordement (prise d'eau — pompe — accumulateur) définissent complètement les caractéristiques de la pompe de circulation.

L'énergie massique que doit délivrer la pompe se calcule :

$$E = \frac{p_{acc}}{\rho} + \frac{K}{2} \left(\frac{q_{opt}}{A} \right)^2 \quad \text{avec} \quad K = \frac{\lambda \ell}{A} \quad [\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}] \quad (20.8)$$

ℓ , A et λ sont la longueur, l'air de la section et le coefficient de frottement de la conduite qui raccorde la pompe à l'accumulateur.

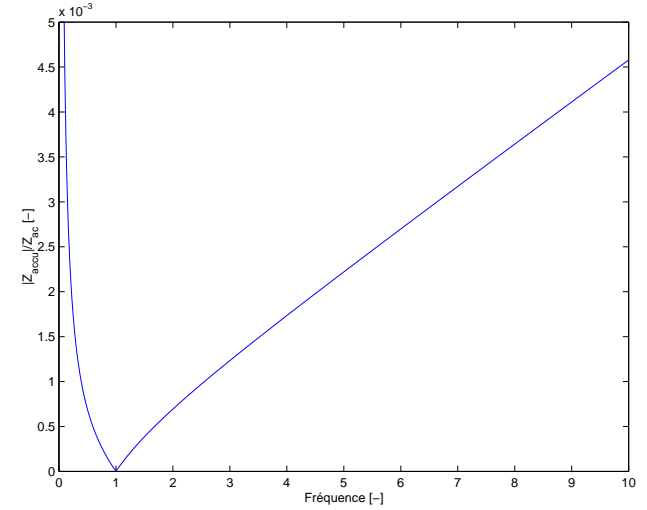


FIG. 20.4 – Impédance de l'accumulateur (calculée)

20.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode de dimensionnement des différents composants a été décrite pour un système d'excitation *type*. En effet, la mise en place du système de contrôle actif dépendra fortement de la topologie de la turbine et de l'installation hydroélectrique. Il sera nécessaire d'adapter le dimensionnement aux particularités de chaque site.

Synthèse et conclusion

Chapitre 21

Synthèse et conclusion

21.1 Synthèse

Le fonctionnement des turbines Francis en dehors du régime optimal induit souvent des fluctuations périodiques de la pression et du débit-volume, liées à la vorticité inévitable à la sortie de la roue. Au cas où ce phénomène se produit à une fréquence proche d'une fréquence propre de l'installation hydraulique, la réponse dynamique peut empêcher l'exploitation normale de la machine. Actuellement, des solutions *passives* sont mises en œuvre afin de réduire les fluctuations hydroacoustiques à un niveau acceptable.

Ce travail présente une approche novatrice à cette problématique bas  e sur le *contrôle actif*. Nous avons montré qu'en excitant délibérément l'installation avec le signal inverse des excitations émises naturellement, les fluctuations hydroacoustiques peuvent être réduites de manière spectaculaire.

Si l'utilisation du contrôle actif pour améliorer la stabilité de fonctionnement d'une turbine Francis est l'application de ce travail, l'étendue est plus large. Les sujets scientifiques suivants ont été abordés :

1. Modélisation d'une installation hydroélectrique

Le comportement dynamique global d'une installation est étudié à l'aide d'un modèle monodimensionnel. Une compilation d'éléments de modélisation est réécrite dans un formalisme univoque et apporte les outils de base de la modélisation hydroacoustique. A partir de ces éléments, un modèle dynamique d'une installation hydraulique et d'une source d'excitation externe est présenté. Cela permet d'expliquer comment un système de contrôle actif basé sur une source d'excitation greff  e sur la paroi du cône du diffuseur peut réduire les fluctuations hydroacoustiques dans une installation hydroélectrique.

2. Amélioration de la stabilité de fonctionnement par contrôle actif

Les fluctuations hydrauliques associ  es au fonctionnement à charge partielle d'une turbine Francis sont souvent périodiques et caract  ris  es par la présence d'un composant spectral dominant. C'est pour cette fréquence dominante qu'on cherche à atténuer l'amplitude souvent excessive.

Un système de contrôle actif spécifique a été conçu pour une turbine Francis, comprenant un actionneur hydraulique et son régulateur. L'actionneur injecte un débit pulsé à une fréquence donnée au sein du diffuseur. Il crée ainsi une contre-excitation qui est synchronisée à l'excitation naturelle de la turbine par le régulateur. Ensuite les paramètres de fonctionnement de l'actionneur sont optimisés afin de minimiser les fluctuations hydroacoustiques au sein de l'installation hydraulique.

Des essais sur un modèle réduit de turbine Francis montrent l'efficacité de cette approche. Lors des essais, les fluctuations hydroacoustiques à la fréquence dominante sont atténuées au niveau du bruit de fond.

Plusieurs configurations du système d'excitation ont été testées puis analysées sur les aspects suivants : une analyse des fluctuations de pression dans le domaine fréquentiel, une analyse énergétique et une analyse de la commande du système de contrôle actif. Le bilan énergétique se révèle très intéressant : le système d'excitation ne nécessitait qu'environ un pourcent de la puissance de la turbine Francis.

3. Prédiction de la stabilité de fonctionnement d'une installation prototype à partir d'essais sur modèle réduit

L'essai d'une turbine sur un modèle réduit homologue à celui de la turbine prototype est une étape encore indispensable de l'élaboration d'une installation hydro-électrique. Les performances statiques peuvent être prédites de manière précise. Or, il n'en va pas de même pour la prédiction du comportement dynamique de l'installation prototype qui est encore mal maîtrisée. Une méthode originale d'identification du comportement dynamique d'une turbomachine sur modèle réduit est proposée et appliquée expérimentalement. Elle constitue également la base d'une prédiction du comportement dynamique de l'installation prototype.

21.2 Conclusion générale

Le comportement dynamique des turbines hydrauliques est un domaine de recherche qui intéresse les scientifiques, les exploitants et les constructeurs de turbines depuis longtemps. Avant le début de cette étude, les mesures recherchées pour remédier à un éventuel problème de stabilité de l'installation étaient de nature *passives* et leurs fondements scientifiques soulèvent encore de nombreuses *interrogations*. Ces deux arguments ont motivé un travail de fond sur le comportement dynamique des installations en vue d'une application d'un système actif pour réduire les fluctuations hydrauliques de charge partielle.

La partie sur la modélisation des installations hydrauliques met au clair toutes les notions relatives aux phénomènes dynamiques dans une installation hydraulique. Bien que relativement simple, la modélisation améliore la compréhension, tant au niveau de la dynamique de l'installation qu'au niveau de l'action du système de contrôle actif.

Le système de contrôle actif mis au point permet une réduction efficace des fluctuations hydrauliques à une fréquence précise et à un coût énergétique très encourageant.

L'évaluation de l'amplitude des oscillations générées par le fonctionnement des turbines hydrauliques reste un problème ardu. Aucune étude dans ce domaine n'offrait une évaluation de l'intensité des sources de perturbations indépendamment de la réponse dynamique du circuit. La méthode de l'intensimétrie hydroacoustique ne permettant pas une caractérisation complète, cette thématique est résolue par une méthode d'identification dynamique d'un système équivalent de la turbine. Cette méthode est également à la base de la transposition des observations réalisées en laboratoire à l'environnement de la machine industrielle, ainsi que du dimensionnement du système de contrôle actif pour une installation donnée.

21.3 Perspectives

Plusieurs voies de recherche et de développements techniques peuvent être envisagées pour poursuivre cette étude.

21.3.1 Perspectives sur le plan scientifique

1. Prédiction de la stabilité d'une installation prototype

Le fondement théorique de la méthode d'identification du comportement dynamique d'une turbine proposée dans le chapitre 19 a été démontré. Cette méthode a également été étudiée expérimentalement sur un stand d'essais facilement modulable, permettant de réaliser différents systèmes hydrauliques simples.

Or, il serait intéressant d'appliquer cette technique à un modèle réduit de turbine lors d'un essai de réception comme effectué couramment au *LMH*. La comparaison des fluctuations hydroacoustiques prédites à partir des essais sur modèle réduit aux résultats obtenus sur l'installation prototype pourraient ainsi valider cette technique.

L'excitatrice peut également être utilisée pour exciter le stand d'essais dans une plage de fréquences. La réponse dynamique de l'installation à cette excitation forcée peut être une source d'informations intéressantes.

2. Inclure les fluctuations mécaniques dans la matrice de transfert d'une pompe

Jusqu'ici les modèles de matrices de transfert d'une pompe se limitent toujours au système hydraulique. L'interaction de la pompe avec le système mécanique (masses tournantes de l'arbre) peut être inclus dans ce modèle comme présenté dans la section 10.6.5. Dans le cadre d'un travail de diplôme au *LMH*, un arbre avec une souplesse en torsion variable a été réalisé. Un système d'acquisition a également été développé pour mesurer la vitesse dynamique et le couple dynamique. Malheureusement, les performances dynamiques de ce système étaient limitées pour des raisons techniques. Grâce à l'accumulateur et une mise à jour du matériel d'acquisition, une nouvelle étude expérimentale est envisageable.

3. Modélisation des composants

La plupart des études modélisent une conduite hydraulique comme un système continu dans lequel l'amortissement n'est pas pris en compte. Une modélisation à l'aide de composants discrets permet d'inclure l'amortissement relativement facilement. Une étude expérimentale permettrait de quantifier ce paramètre plus précisément et d'étudier sa dépendance à la fréquence. D'autres éléments ou diverses conditions limites, et en particulier leur impédance de rayonnement, sont encore à étudier.

21.3.2 Perspectives sur le plan technique

1. Amélioration de l'actionneur

La nature rotative de l'actionneur permet d'agir sur l'harmonique fondamental dans le spectre des fluctuations hydrauliques. La conception actuelle de la vanne rotative induit aussi des harmoniques d'ordre supérieur dans l'anti-excitation générée. Des mesures sont proposées dans la section 17.2 afin de diminuer les amplitudes de ces harmoniques non souhaités.

2. Amélioration du régulateur

L'algorithme de contrôle peut être adapté pour mieux exploiter le caractère déterministe des fluctuations hydrauliques, comme proposé dans la section 17.3.

3. Outils de mesure et d'analyse

L'application de la méthode d'identification dans le cadre des essais de réception reste encore à valider. Pour ce faire, une démarche de mesure est à établir et des outils d'analyse aisément utilisables sont à développer.

4. Application sur une installation prototype

Les résultats encourageants ouvrent la voie pour une campagne d'essais sur une machine prototype.

Annexes

Annexe A

Applications du contrôle actif à la réduction des bruits

A.1 Généralités sur le contrôle actif [95]

A.1.1 Principe

Le contrôle acoustique (ou vibratoire) actif consiste à atténuer un bruit (ou une vibration) gênant(e) en lui superposant, à l'aide de sources secondaires dites actionneurs, un bruit (ou une vibration) de même nature mais opposé(e). Le calcul de la commande des actionneurs se fait par l'intermédiaire d'algorithmes permettant la minimisation d'un critère énergétique sur un ensemble de capteurs d'erreur.

On différencie le *contrôle acoustique actif*, qui veut atténuer un bruit en émettant un "antibruit", le *contrôle vibroacoustique actif* qui a pour but de minimiser les vibrations d'une structure rayonnant du bruit et le *contrôle vibratoire actif*, qui veut réduire les grandes vibrations d'une structure de manière active.

A.1.2 Algorithmes

Contrôle par anticipation (feedforward)

Nous en donnons le principe dans le cas monovoie, mais l'extension aux systèmes multivoies est immédiate.

Le contrôle par anticipation suppose que l'on dispose d'un signal de référence $r(t)$ corrélé au bruit $d(t)$ que l'on veut minimiser. Le traitement consiste alors à filtrer ce signal de référence par un filtre numérique adaptatif $W(f)$ qui produit la commande $u(t)$ appropriée pour la source secondaire. La minimisation est contrôlée par un capteur d'erreur qui délivre un signal $e(t)$ permettant l'adaptation en temps réel du filtre correcteur.

Le calcul de ce filtre peut se faire dans le domaine fréquentiel mais le plus souvent il est effectué dans le domaine temporel. Il nécessite la connaissance de la fonction de transfert du trajet secondaire $H(f)$ reliant la commande $u(t)$ au contre-bruit $y(t)$. L'identification

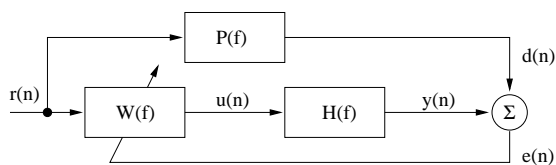


FIG. A.1 – Schéma de principe d'un algorithme "feedforward"

peut se faire avant traitement (off line) si cette fonction est quasi-invariable, ou en ligne (on line) si elle est susceptible de varier dans le temps. L'algorithme par anticipation le plus communément utilisé est l'algorithme LMS avec référence filtrée [30]. Son implémentation sur DSP est simple et il possède des propriétés de convergence et d'adaptabilité très intéressantes. Il ne nécessite pas la connaissance du trajet primaire $P(f)$ et s'avère de plus être robuste vis à vis de $H(f)$.

Les algorithmes par anticipation sont principalement utilisés pour les signaux périodiques où il est en général aisé de disposer d'un signal de référence de type tachymétrique ou pour les signaux aléatoires lorsqu'il est possible d'avoir une information "en avance" des signaux à traiter (propagation dans les tuyaux ou en champ libre).

Contrôle par rétroaction (feedback)

Pour les signaux non périodiques ou lorsqu'on ne peut disposer de signal de référence, on utilise des algorithmes de contrôle par rétroaction. Dans ce type de traitement la commande des actionneurs se fait uniquement à partir du signal d'erreur par le biais d'un filtre $C(f)$. Il est alors nécessaire de se donner un modèle du champ primaire et d'appliquer des techniques de contrôle optimal (Kalman, LQG, H_∞).

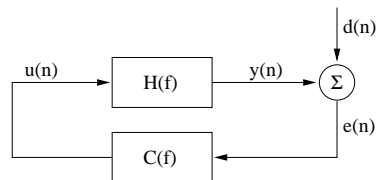


FIG. A.2 – Schéma de principe d'un algorithme "feedback"

Le contrôle par rétroaction est de manière générale plus difficile à mettre en œuvre que le contrôle par anticipation. Il est en particulier très sensible aux retards apparaissant dans les trajets secondaires. On l'utilise principalement pour le contrôle des vibrations non périodiques.

Les actionneurs

En *acoustique*, le haut-parleur reste le principal type d'actionneur utilisé. Sa souplesse d'emploi, sa linéarité et son prix de revient réduit conviennent à bon nombre d'applications. Des limites apparaissent néanmoins dans le cas de bruit à traiter de fort niveau ou de très basses fréquences.

En *vibroacoustique* on utilise de plus en plus, quand le niveau vibratoire le permet, des céramiques piézo-électriques (PZT) à la place des traditionnels excitateurs électrodynamiques.

Pour le contrôle des *grandes vibrations* ou dans le domaine des *suspensions actives* on utilise des pots vibrants ou des actionneurs spécialisés associant aux supports passifs un élément actif.

Les capteurs

En *acoustique* le microphone à électrets est le plus communément utilisé en raison de son faible encombrement et de son prix réduit.

En *vibroacoustique* les films piézo-électriques (PVDF) remplacent de plus en plus fréquemment les accéléromètres. Ces films de quelques dizaines de microns d'épaisseur délivrent un signal électrique proportionnel à la déformation de la structure sur laquelle ils sont collés.

Les contrôleurs

Ce sont eux que l'on utilise pour la mise en forme de la commande des actionneurs à partir des signaux de référence et d'erreur. Le traitement étant numérique ils doivent comporter tous les éléments d'un système numérique :

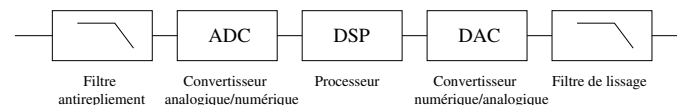


FIG. A.3 – Schéma de principe d'un contrôleur

La grande majorité des études de contrôle actif nécessitant un nombre réduit de voies se fait à partir de cartes du commerce implantées sur PC. Depuis quelques années sont apparus des systèmes spécialement dédiés au contrôle actif qui déchargent l'utilisateur de la programmation des algorithmes et qui comportent toute l'électronique de conditionnement nécessaire. Pour les applications comportant un grand nombre de voies, des architectures spécialisées utilisant plusieurs processeurs et utilisant les propriétés de parallélisation de l'algorithme LMS ont été développées.

A.2 Domaines d'application

Les applications industrielles, les études en cours dans les milieux académiques sont bien trop nombreuses et diversifiées pour les classifier de manière simple. Le tableau suivant "situe" les domaines d'application du contrôle actif les plus communs, avec un exemple d'application industrielle.

Contrôle (aéro-)Acoustique Actif	
MONODIMENSIONNEL (conduites)	gaines de ventilation tuyaux d'échappement
MULTIDIMENSIONNEL (espaces fermés, champs libres)	habitacle automobile habitacle avions ateliers
DIVERS	casque antibruit
Contrôle Vibroacoustique Actif	
ISOLATION VIBRATOIRE	habitacle automobile
Contrôle Vibratoire Actif	
ISOLATION VIBRATOIRE	suspensions automobiles
CONTRÔLE DES STRUCTURES (amortissement)	structures flexibles paliers électromagnétiques
CONTRÔLE DE LA STABILITÉ	flottement des ailes d'avion

A.3 Aspects théoriques du contrôle actif dans des conduits

A.3.1 Introduction

Les régimes transitoires dans les installations hydrauliques sont analysés en supposant des écoulements monodimensionnels : les ondes sont considérées planes. Par conséquent, il est surtout intéressant d'examiner ce qui a été réalisé dans le domaine du contrôle aéroacoustique actif pour réduire le bruit dans des conduites. Le but est de s'en inspirer pour choisir la stratégie destinée à améliorer la stabilité de fonctionnement des machines hydrauliques.

A.3.2 Source monopôle dans un conduit de longueur infinie [77]

La majorité des recherches dans ce domaine s'est limitée à des ondes progressives planes : la longueur d'onde du bruit est supposée beaucoup plus grande que les dimensions transversales du conduit. Pour générer ces ondes, on utilise le plus souvent un haut-parleur greffé sur la paroi d'un conduit. En faisant abstraction du champ de pression à proximité de son emplacement, le haut-parleur peut être idéalisé comme une source

monopôle (figure A.4). Cette source peut être visualisée comme deux pistons sans masse, séparés d'une distance infinitésimale, qui sont forcés à osciller de façon à injecter/extraire un débit fluctuant au volume entre les deux pistons. Cette source monopôle est supposée transparente pour des ondes incidentes et le débit injecté est indépendant de la pression générée sur les pistons (impédance acoustique interne infinie).

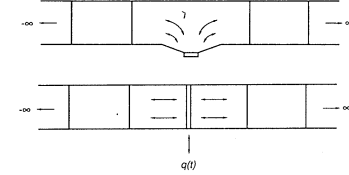


FIG. A.4 – Un haut-parleur idéalisé comme une source monopôle

La figure A.5 montre la distribution de pression et des vitesses des particules pour une source monopôle.

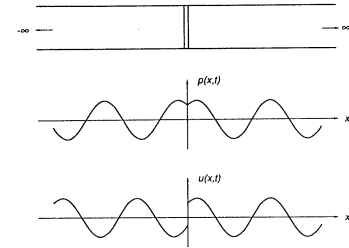


FIG. A.5 – Distribution de pression et de vitesse des particules pour une source monopôle à un instant donné d'un cycle harmonique

La formule suivante donne la relation entre la pression complexe $\underline{p}(x)$ à une position x et le débit-volume d'une source $\underline{q}(y)$ à une position y (figure A.6).

$$\underline{p}(x) = \underline{q}(y) \frac{\rho_0 a}{2A} e^{-jk|x-y|} \quad (\text{A.1})$$

avec $k = \omega/a$ le nombre d'onde, ρ_0 la masse volumique de l'air, a la célérité d'onde et A l'aire de la section du conduit. On peut déduire que $\underline{q}(y)/2A = \underline{u}(y_+) = \underline{u}(y_-)$, avec $\underline{u}(x)$ la vitesse acoustique dans une section du conduit.

Dans le domaine temporel, l'équation (A.1) devient :

$$\tilde{p}(x, t) = \frac{\rho_0 a}{2A} \tilde{q}(y, t - \frac{|x-y|}{a}) \quad (\text{A.2})$$

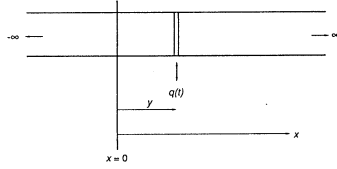


FIG. A.6 – Le système de coordonnées utilisé pour une source monopôle

Ceci veut dire qu’une fluctuation de débit-volume se produit avec la fluctuation de pression, mais à un instant $|x - y|/a$ plus tard, soit le temps nécessaire pour qu’une perturbation se propage de y à x .

A.3.3 Annulation d’ondes progressives par une source monopôle [77]

Considérons maintenant deux sources monopôles dans une conduite de longueur infinie : une source primaire \underline{q}_p à $x = 0$ et une source secondaire \underline{q}_s à $x = L$ (voir la partie supérieure de la figure A.7).

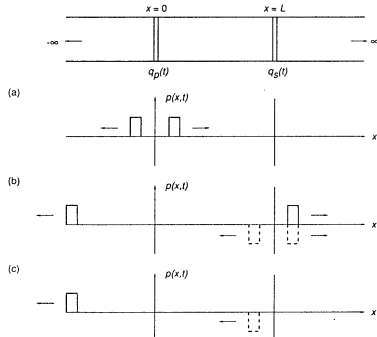


FIG. A.7 – Description dans le domaine temporel de l’action d’une source secondaire afin d’annuler parfaitement les fluctuations de pression dans la région $x \geq L$. (a) La distribution de pression instantanée juste après l’émission au temps t d’une impulsion rectangulaire par la source primaire (b) une impulsion par la source secondaire à un temps $t + L/a$ (c) le champ résultant.

Utilisant le principe de superposition, le champ de pression dans la conduite peut être calculé comme :

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_p(x) + \underline{p}_s(x) = \frac{\rho_0 a}{2A} \underline{q}_p e^{-jk|x|} + \frac{\rho_0 a}{2A} \underline{q}_s e^{-jk|x-L|} \quad (\text{A.3})$$

L’annulation du son en aval de la deuxième source nécessite que $\underline{p}(x) = 0, \quad x \geq L$, ce qui permet de déduire la relation suivante (champ complexe et domaine temporel) entre les deux sources :

$$\underline{q}_s = -\underline{q}_p e^{-jkL} \quad (\text{A.4})$$

$$\tilde{q}_s(t) = -\tilde{q}_p(t - \frac{L}{a}) \quad (\text{A.5})$$

L’équation (A.5) exprime que la deuxième source doit être identique à la première, mais de signe opposé et retardée d’un temps L/a . La figure A.7 montre schématiquement ce qui se passe dans le domaine temporel.

De la même manière, le champ de pression complexe entre les deux sources ($0 \leq x \leq L$) et en amont de la première source ($x \leq 0$) peut être obtenu par :

$$\underline{p}(x) = \frac{\rho_0 a}{2A} \underline{q}_p [e^{jk|x-L|} - e^{-jk|x-L|}], \quad 0 \leq x \leq L \quad (\text{A.6})$$

$$\underline{p}(x) = \frac{\rho_0 a}{2A} \underline{q}_p [1 - e^{-j2kL}] e^{jkx}, \quad x \leq 0 \quad (\text{A.7})$$

On remarque que le champ de pression est fortement dépendant de la distance entre les deux sources. Il y a des endroits où une amplification de pression acoustique se manifeste. Une annulation complète des champs de pression en amont et en aval se produit si les deux sources sont séparées d’un nombre entier de demi-longueurs d’onde. La figure A.8 illustre cette dépendance.

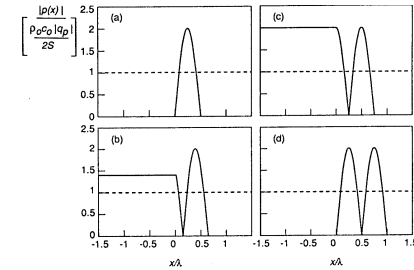


FIG. A.8 – Module de la pression acoustique de la source secondaire par rapport au module des fluctuations dues à la source primaire ($x = 0$) si une seule source monopôle ($x = L$) est utilisée pour annuler le champ de pression dans la partie $x \geq L$. (a) $L = \lambda/2$, (b) $L = 5\lambda/8$, (c) $L = 3\lambda/4$, (d) $L = \lambda$

A.3.4 Influence de réflexions de la source primaire [77]

Considérons maintenant l'influence de réflexions en amont de la source primaire (figure A.9).

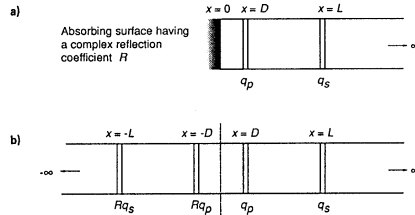


FIG. A.9 – Réduction d'un bruit se propageant en aval en utilisant une source secondaire (q_s) en présence d'une surface réfléchissante en amont de la source primaire (q_p) (a) et "l'image" équivalente (b)

La manière la plus simple d'obtenir le champ de pression et de débit est d'utiliser la "méthode des images" : les réflexions d'ondes incidentes sur la surface à $x = 0$ venant de deux sources qui se trouvent à $x = D$ et $x = L$, peuvent être considérées comme étant émises par deux sources imaginaires situées à une distance $x = -D$ et $x = -L$. Un coefficient complexe R tient compte d'un changement d'amplitude et de phase de l'onde réfléchi.

Comme illustré ci-dessus, le débit-volume que la source secondaire doit fournir peut être calculé comme

$$\underline{q}_s = \frac{-\underline{q}_p (e^{jkD} + R e^{-jkD})}{e^{jkL} + R e^{-jkL}} \quad (\text{A.8})$$

Il est intéressant d'étudier d'un peu plus près ce qui se passe si la surface se trouve près de la source primaire ($D = 0$). Dans ce cas, la source primaire peut être considérée comme ayant une impédance interne. L'équation précédente s'écrit :

$$\underline{q}_s = -\underline{q}_p \frac{1 + R}{e^{jkL} + R e^{-jkL}} \quad (\text{A.9})$$

Dans le cas où $R = 1$, c-à-d quand la source primaire réfléchit complètement le bruit sans changement de phase, l'équation précédente se simplifie :

$$\underline{q}_s = \frac{-\underline{q}_p}{\cos kL} \quad (\text{A.10})$$

Ceci montre que pour des valeurs $kL = n\pi/2$ ou $L = n\lambda/4$ (n est un entier), le débit nécessaire pour que la source secondaire annule le champ de pression devient infini

grand. Ces fréquences correspondent aux fréquences propres de la masse d'air dans le conduit.

Utilisant le théorème binomial, l'équation (A.8) peut être réécrite comme suit :

$$\underline{q}_s = -\underline{q}_p (1 + R) (e^{-jkL} - R e^{-j3kL} + R^2 e^{-j5kL} - R^3 e^{-j7kL} + \dots) \quad (\text{A.11})$$

ou, dans le domaine temporel, en admettant que R est réel et indépendant de la fréquence :

$$\tilde{q}_s(t) = (1 + R) \left[\tilde{q}_p(t) \frac{L}{a} - R \tilde{q}_p(t - \frac{3L}{a}) + R^2 \tilde{q}_p(t - \frac{5L}{a}) + \dots \right] \quad (\text{A.12})$$

La figure A.10 montre le cas où $R = 0.5$. Une impulsion de la source primaire est réfléchi par la source secondaire, puis est à nouveau réfléchi par la source primaire pour arriver à la seconde source à un temps $2L/a$ plus tard. De nouveau la source secondaire va renvoyer cette onde . . . Le processus continue ad infinitum, et l'amplitude résultante est réduite d'un facteur R .

On voit que les exigences pour la source secondaire, notamment le débit-volume, peuvent être plus grandes, en présence d'une source primaire réfléchissant les ondes incidentes.

A.3.5 Annulation du bruit dans un espace fermé monodimensionnel [77], [46]

Considérons l'espace fermé présenté dans la figure A.11. On suppose que les deux parois sont rigides et réfléchissent parfaitement le bruit incident.

Le champ de pression dû aux sources primaire et secondaire est donné par :

$$p_p(x) = \frac{\rho_0 a \underline{q}_p \cos k(L-x)}{jA \sin kL}, \quad d \leq x \leq L \quad (\text{A.13})$$

$$p_s(x) = \frac{\rho_0 a \underline{q}_s \cos kd \cos k(L-x)}{jA \sin kL}, \quad d \leq x \leq L \quad (\text{A.14})$$

On applique le principe de superposition pour calculer le champ de pression en aval de la source secondaire. Il faut que

$$p(x) = p_p(x) + p_s(x) = 0, \quad d \leq x \leq L, \quad (\text{A.15})$$

On déduit directement des équations (A.13) et (A.14) que cette condition est remplie si le débit de la source secondaire est choisi comme

$$\underline{q}_s = \frac{-\underline{q}_p}{\cos kd} \quad (\text{A.16})$$

Cette relation est la même que celle trouvée pour la configuration précédente : conduite semi-ouverte avec une terminaison rigide au niveau de la source primaire. Ceci implique que l'introduction d'une surface réfléchissante en aval du couple de sources primaire/secondaire ne change rien aux exigences de la source secondaire. En effet, une telle source secondaire est l'équivalent d'une terminaison ouverte et parfaitement réfléchissante.

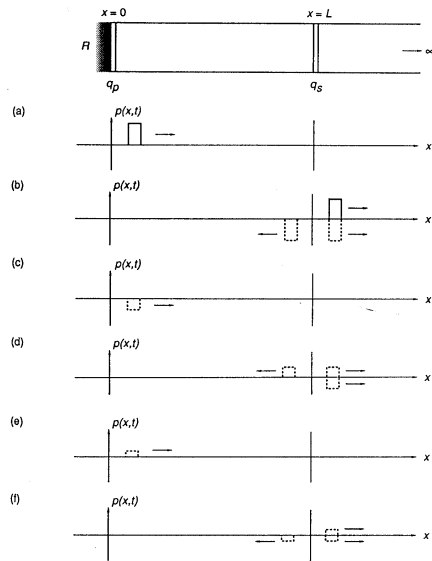


FIG. A.10 – Réduction du bruit provenant d'une source primaire réfléchissante

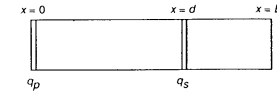


FIG. A.11 – Une source monopôle dans une conduite à paroi solide ayant deux terminaisons rigides

Dans une autre étude théorique [46], un modèle mathématique basé sur des fonctions de transfert permet de simuler l'efficacité du contrôle actif dans des conduits de longueur semi-infinie et finie. La commande du haut-parleur (source secondaire) repose sur une stratégie de feedforward et de feedback. Pour les conduits de longueur finie, la commande de la partie feedforward nécessite deux microphones en amont de la source secondaire afin de déterminer uniquement le son se propageant en aval. On montre qu'avec la loi de commande proposée, la pression acoustique en aval de la source secondaire s'annule de manière asymptotique. Grâce aux fonctions de transfert, il est assez facile de choisir un contrôleur approprié et de démontrer la stabilité de la boucle fermée. Pour les conduits de longueur finie, le contrôleur choisi est indépendant des impédances (conditions limites) des deux extrémités du conduit.

A.4 Application du contrôle acoustique actif dans des conduits

A.4.1 Gaines de ventilation [95, 48]

Cette application est la plus ancienne et la plus avancée d'un point de vue industriel. On montre qu'il est possible d'atténuer, avec un seul haut-parleur greffé sur la paroi d'un conduit, une large bande de basses fréquences du bruit se propageant dans ce conduit. On utilise principalement un algorithme par anticipation (feedforward) pour le traitement.

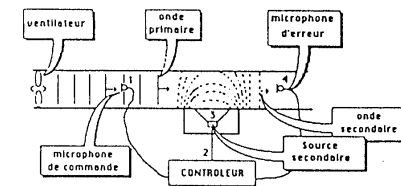


FIG. A.12 – Schéma de principe du contrôle actif dans un conduit

La figure A.13 donne le spectre de bruit mesuré avant et après contrôle dans une gaine de 400x300 mm et pour une vitesse d'écoulement de 9 m/s. Ces courbes sont caractéristiques des performances obtenues dans ce type d'application.

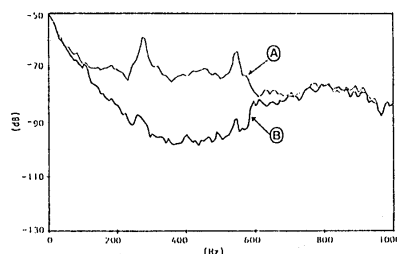


FIG. A.13 – Spectre de bruit avant (A) et après (B) contrôle

- En dessous d'environ 100 Hz, la turbulence sur les micros de référence et d'erreur empêche toute minimisation, sauf s'il y a émergence de raies.
- De 100 Hz jusqu'à la fréquence de coupure du tuyau (ici 600 Hz) on observe une réduction de l'ordre de 20 dB du bruit large-bande et encore plus sur les raies du ventilateur.
- Au-delà de la fréquence de coupure, la minimisation est négligeable. Les traitements passifs prennent alors le relais.

Les paramètres qui limitent les performances du contrôle actif dans les conduits sont :

- la vitesse d'écoulement à cause des signaux microphoniques bruités ;
- la section du conduit puisque la fréquence de coupure est inversement proportionnelle au diamètre ;
- la longueur de tuyau rectiligne en amont de la source secondaire à cause de l'impossibilité de traiter du bruit large-bande si la distance entre le micro de référence et le haut-parleur est trop faible.

A.4.2 Le contrôle actif en écoulement non stationnaire [108]

Les fluctuations non stationnaires des écoulements internes sont des sources acoustiques particulièrement efficaces ... et le plus souvent nuisibles. Les théories générales de l'aéroacoustique montrent qu'aux faibles nombres de Mach, ce sont les fluctuations périodiques de débits qui possèdent le meilleur "rendement" aéroacoustique et sont responsables de ces bruits de bouches particulièrement intenses que l'on rencontre à l'échappement de moteurs thermiques et autre compresseurs, ou des vibrations de conduits de fluides lourds, voire des structures attenantes.

L'incompatibilité et/ou le manque de puissance des haut-parleurs, en particulier aux très basses fréquences (typiquement en dessous de 10 Hz), ont donné lieu au développement de concepts innovateurs [108]. Plutôt que de superposer à la source de bruit une contre-source, nécessairement de forte puissance acoustique, il paraît logique de contrôler la source elle-même. Pour cela, un actionneur composé d'un volet mobile (figure A.14) placé dans le conduit est mis en mouvement oscillant par un actionneur (un moteur

spécialement dédié), de telle sorte que l'on peut considérer ce dispositif comme "un régulateur de débit" ou comme une "source aéroacoustique", voire une "source de fluctuations aéro-dynamiques".

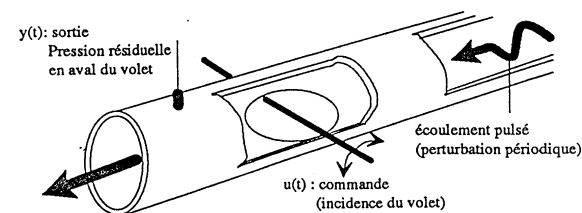


FIG. A.14 – Principe de l'actionneur "volet oscillant"

Un modèle de connaissance des variables d'état en tout point de la conduite a été développé. L'influence du volet dans l'écoulement est étudiée en terme de relation de transfert et de source de pression afin de l'intégrer à la modélisation.

En situation de contrôle actif, le modèle développé permet d'écrire une relation générale sous forme d'une fonction de transfert H_2 entre la source auxiliaire et le capteur d'erreur. Cependant, la difficulté d'établir simplement l'impédance de la source primaire, la dérive des caractéristiques physiques et les multiples dépendances de H_2 proscrirent d'utiliser son expression lors du calcul de la commande. La stratégie de cette commande devra intégrer une procédure d'identification expérimentale et assurer l'adaptativité des paramètres afin de prendre en compte l'évolution des caractéristiques physiques de l'écoulement.

A titre d'exemple, les spectres correspondants à des mesures effectuées sur un banc aérologique avec générateurs de pulsations sont présentés à la figure A.15. Les pressions sont mesurées par le capteur d'erreur. Les niveaux des deux harmoniques visées (42 et 84 Hz) sont réduits, respectivement, de 28 et 26 dB. L'harmonique supérieure (126 Hz) sort de la bande passante du dispositif.

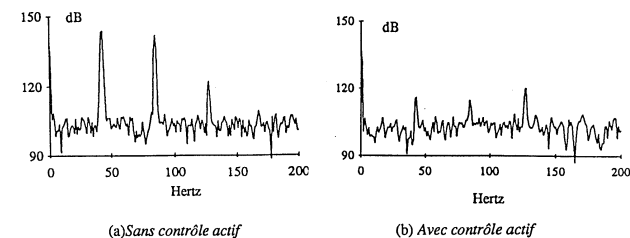


FIG. A.15 – Spectres de pression acoustique dans un conduit aérologique

Annexe B

Notions d'identification [69]

B.1 Introduction

Le concept de modèle mathématique d'un processus est vital dans les disciplines scientifiques. C'est un moyen de résumer l'information disponible. Par exemple dans le chapitre 15, nous avons stipulé un modèle quadratique pour la fonction de performance dont on veut identifier l'extremum.

La section débute par la définition d'une régression linéaire (sect. B.2) et le développement de la version de base de l'algorithme des moindres carrés.

B.2 Régression linéaire

De nombreux problèmes d'identification peuvent être mis sous la forme de l'équation suivante, rencontrée sous le nom de *régression linéaire* :

$$\mathbf{y}(k) = \Phi(k)\boldsymbol{\theta} + \varepsilon(k) \quad (\text{B.1})$$

Dans ce modèle, $\mathbf{y}(k)$ est le *vecteur de mesures*, $\boldsymbol{\theta}$ le *vecteur de paramètres* et $\varepsilon(k)$ l'*erreur de prédiction* ou l'*erreur d'équation*; Φ est la *matrice d'observations*. Par convention, l'entier k indique que le dernier instant d'échantillonnage pris en compte dans la construction de ces grandeurs est $t_k = kh$. Le problème est de déterminer le vecteur inconnu $\boldsymbol{\theta}$ de manière à minimiser l'erreur de prédiction $\varepsilon(k)$. Quel critère adopter pour procéder à cette minimisation ?

B.3 Méthode des moindres carrés

La *méthode des moindres carrés* consiste à minimiser la norme euclidienne de l'erreur de prédiction. La fonction à minimiser est ainsi :

$$J(\boldsymbol{\theta}) = \|\varepsilon(k)\|^2 = \varepsilon^T(k)\varepsilon(k) = (\mathbf{y}(k) - \Phi(k)\boldsymbol{\theta})^T(\mathbf{y}(k) - \Phi(k)\boldsymbol{\theta}) \quad (\text{B.2})$$

Le vecteur de paramètres qui minimise le critère $J(\boldsymbol{\theta})$, dénoté $\hat{\boldsymbol{\theta}}(k)$, est appelé *vecteur de paramètres estimé*.

Théorème 1. *En supposant que la matrice d'observations $\Phi(k)$ soit de rang p , le vecteur de paramètres estimé est unique et donné par :*

$$\hat{\boldsymbol{\theta}}(k) = (\Phi^T(k)\Phi(k))^{-1}\Phi^T(k)\mathbf{y}(k) \quad (\text{B.3})$$

La formule (B.3) peut être interprétée comme un filtre qui, à partir du vecteur de mesure $\mathbf{y}(k)$, élabore une estimation optimale $\hat{\boldsymbol{\theta}}(k)$ du vecteur de paramètres $\boldsymbol{\theta}$. Cette formule n'est correcte que si le rang de la matrice $\Phi(k)$ vaut p . Dans le contexte de l'identification des processus dynamiques, il est intuitivement évident que l'excitation doit être *suffisamment riche* pour influencer convenablement tous les modes.

En calculant $\hat{\boldsymbol{\theta}}(k)$ selon l'équation (B.3), nous relevons que *tous* les échantillons sont pris en compte dans leur intégralité. On dit que la formule (B.3) constitue un *filtre à mémoire croissante*. Lorsque le système à identifier n'est pas totalement stationnaire, il apparaît raisonnable de rejeter les anciens échantillons ayant perdu leur actualité. Cela peut être réalisé en considérant seulement les N mesures les plus récentes. La relation (B.3) est alors appelée *filtre à mémoire fixe* ou *filtre à mémoire limitée*.

B.4 Méthode des moindres carrés pondérés

Il est fréquemment souhaitable d'attribuer des pondérations différentes aux mesures accumulées. Dans l'identification d'un processus dynamique, dont les caractéristiques s'altèrent lentement au cours du temps, les échantillons plus récents doivent bénéficier d'un poids plus important que les anciens. En quelque sorte, il ne faut pas que le lointain passé sature le présent. Une première possibilité est un filtre à mémoire fixe ; une action plus douce découle d'une pondération habile.

Comment traduire mathématiquement ces desiderata ? Plutôt que le critère (B.2), il suffit de minimiser la fonction suivante :

$$\begin{aligned} J(\boldsymbol{\theta}) &= \|\varepsilon(k)\|_{\mathbf{W}(k)}^2 \\ &= \varepsilon^T(k)\mathbf{W}(k)\varepsilon(k) \\ &= (\mathbf{y}(k) - \Phi(k)\boldsymbol{\theta})^T\mathbf{W}(k)(\mathbf{y}(k) - \Phi(k)\boldsymbol{\theta}) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

La matrice de pondération $\mathbf{W}(k)$ est symétrique et définie positive. Elle est souvent diagonale et ses termes diagonaux attribuent des poids distincts aux composantes de l'erreur de prédiction $\varepsilon(k)$. Le théorème 1 doit être modifié comme suit :

Théorème 2. *En supposant que la matrice d'observations $\Phi(k)$ soit de rang p , et que la matrice de pondération $\mathbf{W}(k)$ soit symétrique et définie positive, le vecteur de paramètres estimé qui minimise (B.5) est unique et donné par :*

$$\hat{\boldsymbol{\theta}}(k) = (\Phi^T(k)\mathbf{W}(k)\Phi(k))^{-1}\Phi^T(k)\mathbf{W}(k)\mathbf{y}(k) \quad (\text{B.5})$$

Si la matrice de pondération sélectionnée a la forme suivante :

$$\mathbf{W}(k) = \begin{bmatrix} \lambda^{k-1} & & & \\ & \lambda^{k-2} & & \\ & & \ddots & \\ & & & \lambda \\ & & & & 1 \end{bmatrix} \quad 0 < \lambda < 1 \quad (\text{B.6})$$

les mesures récentes ont une plus grande influence que les anciennes, grâce au nombre $\lambda \in (0, 1)$ connu sous le nom de *facteur d'oubli*. Le rejet des échantillons est ajusté par le biais de λ : plus λ diminue, plus l'oubli est précoce. Toutefois, une valeur trop faible de λ détruit la propriété de filtrage inhérente aux moindres carrés. Le facteur d'oubli est, dans la pratique, pris dans l'intervalle $[0.95, 0.99]$.

B.5 Méthode des moindres carrés récurrents

Le vecteur de mesures $\mathbf{y}(k)$ regroupe N échantillons et le filtre (B.3) fournissant le vecteur de paramètres estimé manipule *en bloc* tous ces échantillons. Dans la pratique, les mesures arrivent souvent séquentiellement en temps réel, par exemple à chaque coup d'horloge, plutôt que simultanément. Malheureusement, quand une nouvelle mesure est à disposition, il faut pour en tirer profit recommencer intégralement tous les calculs selon la formule (B.3). Cette façon de procéder semble d'emblée comme du gaspillage. En particulier, le volume de calcul et la taille mémoire augmentent au fur et à mesure que les échantillons s'accumulent. Est-il possible d'organiser l'algorithme de telle sorte que les résultats obtenus sur la base de N observations puissent être explicitement utilisés pour en déduire le vecteur de paramètres estimé au moyen de $N + 1$ observations ? Plutôt que de traiter en bloc toutes les mesures à chaque instant d'échantillonnage, nous désirons donc développer un algorithme de *mise à jour* incorporant l'information qu'il est possible d'extraire d'un nouvel échantillon. Cet algorithme devra bien sûr être doté d'une initialisation appropriée.

Soit la régression linéaire (B.1) ; le vecteur de paramètres estimé $\hat{\boldsymbol{\theta}}(k)$ découle du filtre (B.3). On admet pour simplifier que la nouvelle observation $y(k+1)$ est disponible à l'instant d'échantillonnage $t_{k+1}h = (k+1)h$. Avec cette nouvelle mesure, la régression linéaire devient :

$$\mathbf{y}(k+1) = \Phi(k+1)\boldsymbol{\theta}(k) + \varepsilon(k+1) \quad (\text{B.7})$$

Le vecteur de paramètres estimé $\hat{\boldsymbol{\theta}}(k+1)$, qui minimise $J(\boldsymbol{\theta}) = \|\varepsilon(k+1)\|^2$, s'écrit :

$$\hat{\boldsymbol{\theta}}(k+1) = (\Phi^T(k+1)\Phi(k+1))^{-1}\Phi^T(k+1)\mathbf{y}(k+1) \quad (\text{B.8})$$

Plutôt que d'employer (B.8), qui met en jeu toutes les composantes de $\mathbf{y}(k+1)$, exploitons le fait que $\hat{\boldsymbol{\theta}}(k)$ est disponible. Les quantités apparaissant dans (B.7) sont supposées

Bibliographie

- [1] ANGELICO, G., DI MONACO, A., FANELLI, M., AND MOLINARO, P. “A mechanical device for damping pressure oscillations in a hydroelectric power plant : a theoretical study through the transfer matrix method”. In *Proc. of the 17th IAHR Symposium* (Beijing, September 1994), vol. 3, pp. 1221–1232.
- [2] AVELLAN, F. “Flow investigation in a Francis draft tube : the flindt”. In *Proc. of the 20th IAHR Symposium* (Charlotte, North Carolina, August 6-9 2000).
- [3] BADIE-CASSAGNET, A., BOCKOFF, M., AND LAMBERT, J.-M. “Application de l'intensimétrie acoustique à l'identification des sources de pulsation de pression dans des circuits”. In *International congress on recent developments in acoustic intensity measurement* (Senlis, septembre-octobre 1981), pp. 253–260.
- [4] BELLET, D. *Cours de mécanique générale*. Cepadues-editions, 1988.
- [5] BLOMMAERT, G. “Mesure du champ de vitesses instationnaire à la sortie d'une roue Francis avec anémométrie Doppler à laser”. Rapport interne, EPFL-IMHEF-LMH-cody9509, 1995.
- [6] BLOMMAERT, G. “Contrôle de la stabilité de fonctionnement des machines hydraulique : rapport finale du CERD P41L12/2A2498/EP831”. Rapport interne, EPFL-IMHEF-LMH-cody9810, 1998.
- [7] BLOMMAERT, G., PRÉNAT, J.-E., AND AVELLAN, F. “Evaluation de la stabilité d'installations hydroélectriques à partir d'essais sur modèle réduit : étude expérimentale”. In *Colloque "Machines Hydrauliques" : instationnarité et effets associés* (Chatou, 21-2 novembre 2000).
- [8] BLOMMAERT, G., PRÉNAT, J.-E., AND AVELLAN, F. “Evaluation de la stabilité d'installations hydroélectriques à partir d'essais sur modèle réduit : étude théorique”. In *Colloque "Machines Hydrauliques" : instationnarité et effets associés* (Chatou, 21-2 novembre 2000).
- [9] BLOMMAERT, G., PRÉNAT, J.-E., AVELLAN, F., AND BOYER, A. “Improving the operation stability of Francis turbines by active control : a control strategy for a rotating valve exciter”. In *Proc. 3rd Meeting of Modelling, Testing & Monitoring for Hydro Powerplants (MTM)* (Aix-en-Provence, October 5-7 1998).
- [10] BLOMMAERT, G., PRÉNAT, J.-E., AVELLAN, F., AND BOYER, A. “Active control of Francis turbine operation stability” (invited paper). In *Proc. of the*

- 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference (San Francisco, USA, July 18-23 1999).
- [11] BLOMMAERT, G., PRÉNAT, J.-E., BOYER, A., AND LAURO, J.-F. "Amélioration de la stabilité de fonctionnement des turbines Francis par contrôle actif". In *Colloque d'hydraulique sur le comportement dynamique des pompes et turbines hydrauliques* (Chatou, 19-20 novembre 1997), pp. 125–133.
- [12] BOITE, R., AND NEIRYNCK, J. *Théorie des réseaux de Kirchhoff*, vol. IV of *Traité d'électricité*. Presses Polytechniques Romandes, Lausanne, 1986.
- [13] BOLLETER, U. "Using transfer function measurements to determine energy propagation in fluid lines, with applications to centrifugal pump systems". In *International congress on recent developments in acoustic intensity measurement* (Senlis, France, 30 September - 2 October 1981).
- [14] BOLPAIRE, S., AND BARRAND, J.-P. "Hydroacoustical study of a centrifugal pump". In *Proc. 9th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Brno, 7-9 September 1999).
- [15] BONVIN, D. "Identification de systèmes dynamiques". Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.
- [16] BROWN, F. T., MARGOLIS, D. L., AND SHAH, R. P. "Small-amplitude frequency behavior of fluid lines with turbulent flow". *Trans. ASME, Journal of Basic Engineering* (December 1969), 678–693.
- [17] CALVERT, T. E., AND CULLIS, T. C. "Pump fluidborne noise control using adaptive magnetic bearings". In *Active Control of Vibration and Noise*, ASME (Chicago, Illinois, 1994), vol. DE-75, pp. 449–456.
- [18] CHARLEY, J. *Intensimétrie en conduite : prise en compte du couplage fluide-structure*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Lille, décembre 1993.
- [19] CHAUDHRY, M. H. *Applied Hydraulic Transients*, second ed. Van Nostrand Reinhold Company Inc., New York, 1987.
- [20] CHUNG, J. Y., AND BLASER, D. A. "Transfer function method of measuring induct acoustic properties". *Journal of the Acoustical Society of America* 68, 3 (1980), 907–921.
- [21] COUSTON, M., AND PHILIBERT, R. "Partial load modelling of gaseous Francis turbine rope". In *Proc. of the III Conference on Modelling, Testing and Monitoring for Hydro Powerplants* (Aix-en-Provence, 5-7 October 1998), pp. 525–533.
- [22] DE BREE, H., LEUSSINK, P., KORSTHORST, T., AND ELWENSPÖEK, M. "The two sensor μ -flow, an improved sensing principle". In *Euroensors X* (Leuven, 1996).
- [23] DE BREE, H.-E. *The Microflow*. PhD thesis, University of Twente, Twente, The Netherlands, February 1997.

- [24] DESMET, B., AND BARRAND, J. P. "Analyse des fluctuations de pression à l'aspiration et au refoulement d'une pompe centrifuge". In *Proc. of the 13th IAHR Symposium* (Montréal, September 1986), vol. 1, pp. 18.1–18.14.
- [25] DESMET, B., TROLLE, J. L., AND TEPHANY, F. "Mécanismes d'interaction d'une pompe et d'un circuit : modèles théoriques". In *La Houille Blanche*, n° 3/4 (Montréal, September 1988), pp. 252–263.
- [26] DÖRFLER, P. K., AND BLOCH, R. "Dynamic transfer functions of a medium-head Francis turbine". In *Proc. 5th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Milano, September 1991).
- [27] DOUÉRIN, A. *Modélisation et étude du contrôle actif synchrone des bruits d'écoulements pulsés*. PhD thesis, Université de Poitiers, Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques, 1992.
- [28] DÉRIAZ, P. "A contribution to the understanding of flow in draft tubes of Francis turbines". In *Proc. of the SHF Symposium on Hydraulic Turbines* (Nice, 16-20 September 1960).
- [29] ELANSARY, A. S., SILVA, W., AND CHAUDHRY, M. H. "Numerical and experimental investigation of transient pipe flow". *Journal of Hydraulic Research* 32, 5 (1994), 689–706.
- [30] ELLIOT, S. J., STOTHERS, I. M., AND NELSON, P. A. "A multiple error LMS algorithm and its application to the active control of sound and vibration". *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing* 35 (1987), pp. 1423–1434.
- [31] ERIKSSON, AND ALLIE. "A practical system for active attenuation in ducts". *Journal of Sound and Vibration* 22, 1 (1988), p. 30–34.
- [32] FANELLI, M. "Research on off-design behaviour of Francis turbines : an overview of present state, difficulties, open problems, needs and strategies". In *Proc. 5th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Milano, September 1991).
- [33] FANELLI, M., ANGELICO, G., MAFFIO, A., AND VALLI, C. "A proposal of hybrid model for investigating the dynamic behaviour of a Francis turbine at partial load". In *Proc. of the 16th IAHR Symposium* (São Paulo, September 1992), vol. 1.
- [34] FOX, J. A. *Transient flow in pipes, open channels and sewers*. Series in civil engineering. Ellis Horwood Limited, Chichester, 1989.
- [35] GAJIĆ, A., PEJOVIĆ, S., AND STOJANOVIĆ, Z. "Hydraulic oscillation stability of low-head hydropower plants". In *Proc. 6th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Lausanne, September 1993).
- [36] GORDEN, R. T., AND VINING, W. D. "Active noise control : a review of the field". *American Industrial Hygiene Association Journal* 53, 11 (November 1992).

- [37] GRAESER, J.-E. "Abaque pour turbines hydrauliques". Publication EPFL/IMH; no 7, Lausanne, 1974.
- [38] GREIN, H. "Vibration phenomena in Francis turbines : their causes and prevention". In *Proc. of the 10th IAHR Symposium* (Tokyo, September 1980), vol. 1, pp. 527–539.
- [39] GREITZER, E. "The stability of pumping systems". *Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering* 103 (June 1981), 193–242.
- [40] GUPTA, AND MUNJAL. "On numerical prediction of the acoustic source characteristics of an engine exhaust system". *Journal of the Acoustical Society of America*, 92(5) (1992), p. 2716–2725.
- [41] HARSHBARGER, E. D., MARCH, P. A., AND VIGANDER, S. "The effect of hydroturbine air venting on generating efficiency, dissolved oxygen uptake and turbine vibrations". In *Proc. of the 12th IAHR Symposium* (Stirling, August 1984), pp. 254–271.
- [42] HENRY, P. "Calcul et tracé de l'aubage Francis". Notes de Cours, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1982.
- [43] HENRY, P. "La cavitation dans les machines hydrauliques". Publication Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1983.
- [44] HENRY, P. *Turbomachines hydrauliques : choix illustré de réalisations marquantes*. Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, 1992.
- [45] HENRY, P., GRAESER, J. E., PRÉNAT, J. E., AND WEGNER, M. "Scale effect concerning hydraulic quasi-stationary oscillations on a turbine model and test circuit". In *Proc. of the 12th IAHR Symposium* (Stirling, August 1984), pp. 356–371.
- [46] HU, J.-S. "Feedforward and feedback control strategy for active noise cancellation in ducts". In *Active Control of Vibration and Noise, ASME* (Chicago, Illinois, 1994), vol. DE-75, pp. 355–361.
- [47] HULL, A. J., AND RADCLIFFE, C. J. "An eigenvalue based acoustic impedance measurement technique". *Journal of Vibration and Acoustics* 113 (April 1991), 250–254.
- [48] HULL, J. L., RADCLIFFE, C. J., AND SOUTHWARD, S. C. "Global active noise control of a one-dimensional acoustic duct using a feedback controller". *Journal of Dynamic Systems, Measurement and Control* 115 (1993), 488–494.
- [49] JACOB, T. "Identification of dynamic transmission parameters of a centrifugal pump". In *Proc. 4th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Fort Collins, August 1989).
- [50] JACOB, T. *Evaluation sur modèle réduit et prédiction de la stabilité de fonctionnement des turbines Francis*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1993. Thèse EPFL n° 1146.

- [51] JACOB, T. "Similitudes in stability of operation tests for Francis turbines". *International Journal on Hydropower and Dams* 1 (January 1994), 27–31.
- [52] JACOB, T., BLOMMAERT, G., PRÉNAT, J.-E., BOYER, A., AND LAURO, J.-F. "An active control attempt to improve the stability of operation of Francis turbines". In *Proc. 7th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Ljubljana, September 1995).
- [53] JACOB, T., AND PRÉNAT, J.-E. "Matrices de transfert d'une pompe-turbine". In *Compte Rendu des XXèmes Journées de l'Hydraulique (SHF)* (Lyon, avril 1989).
- [54] JACOB, T., AND PRÉNAT, J.-E. "Acoustic power analysis for the stability of operation of Francis turbines". In *Proc. 7th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Ljubljana, September 1995).
- [55] JACOB, T., AND PRÉNAT, J.-E. "Improving the stability of operation of a 90 MW Francis turbine". In *Proc. of the international Conference on Hydropower into the next Century* (Barcelona, June 1995).
- [56] JACOB, T., AND PRÉNAT, J.-E. "Francis turbine surge : discussion and database". In *Proc. of the 18th IAHR Symposium* (Valencia, September 1996).
- [57] JACOB, T., PRÉNAT, J.-E., AND GRENIER, R. "A characterization procedure for the dynamic behaviour of Francis turbines : Practical comparison of elbow and moody type draft tubes". In *Proc. of the 14th IAHR Symposium* (Trondheim, June 1988), vol. 1, pp. 391–402.
- [58] KARTERUD, T., AND LI, X. X. "Noise reducing of a sewer pump plant". In *Proc. 5th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Milano, September 1991).
- [59] KATHURIYA, AND MUNJAL. "A method for the experimental evaluation of the acoustic characteristics of an engine exhaust system in the presence of mean flow". *Journal of the Acoustical Society of America*, 60(3) (1976), p. 745–751.
- [60] KATHURIYA, AND MUNJAL. "Experimental evaluation of the aeroacoustic characteristics of a source of pulsating gas flow". *Journal of the Acoustical Society of America*, 65(1) (1979), p. 240–248.
- [61] KECK, H. "Les nouvelles techniques s'imposent". *Les cahiers de l'électricité*, 41 (septembre 1998), 34–39.
- [62] KECK, H., CUÉNOD, R., AND GRUNDER, R. "Runner replacement in hydropower plants : a new energy source". *Wasserwirtschaft*, 85 (1995).
- [63] KINSLER, L. E., FREY, A. R., COPPENS, A. B., AND SANDERS, J. V. *Fundamentals of acoustics*. John Wiley and Sons, New York, 1982.
- [64] LAFITTE, R. "Des ouvrages à fonctions multiples". *Les cahiers de l'électricité*, 41 (septembre 1998), 46–50.

- [65] LAURO, J.-F., AND BOYER, A. "Détermination de la matrice de transfert d'une pompe". In *Proc. 6th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Lausanne, September 1993).
- [66] LAURO, J.-F., AND TROLLAT, C. "Modélisation hydroacoustique des pompes centrifuges". In *Proc. of the SHF Symposium on Pump Noise and Vibrations* (Clamart, July 1993).
- [67] LI, X.-X., BREKKE, H., AND NIELSEN, T. "The structure matrix method for pipe vibration analysis". In *Proc. 5th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Milano, September 1991).
- [68] LONGATTE, F. *Contribution à l'analyse phénoménologique des écoulements instationnaires dans les turbomachines : étude du couplage pompe-circuit et rotor-stator*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, juillet 1998.
- [69] LONGCHAMP, R. "*Commande numérique de systèmes dynamiques*". Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, Suisse, 1995.
- [70] LOPEZ ARAGUAS, B. "Proyecto GENOVEVA : Generadores de velocidad variable". *BIT, IBERDROLA* (1992).
- [71] MARGOLIS, D. L., AND BROWN, F. T. "Measurement of the propagation of long-wavelength disturbances through turbulent flow in tubes". *Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering* (March 1976), 70–78.
- [72] MEUNIER, M. *Les coups de bélier et la protection des réseaux d'eau sous pression*. Ecole Nationale du Génie Rural des Eaux et des Forêts, Paris, 1980.
- [73] MILLER, D. S. *Internal flow Systems*. BHRA, 1990.
- [74] MUCIACCIA, F., AND ROSSI, G. "Experimental approach to the study of stationary pulsations at the rope frequency on Francis turbine models : measurement techniques and some results". In *Proc. 1st Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Milano, September 1983).
- [75] MURRAY, L. J. Examining the acoustic intensity measurement errors. In *Proc. of the AAIA Conference on Acoustics and Vibrations* (1999), vol. 21, pp. 297–305.
- [76] NELSON, AND ELLIOT. "Active minimisation of acoustic fields". *Journal of Theoretic Applied Mechanics* 6, suppl. (1987), p. 39–98.
- [77] NELSON, P. A., AND ELLIOT, S. J. *Active Control of Sound*. Academic Press, London, 1992.
- [78] NG, S. "Experiments on the dynamic behaviour of cavitating pumps". *Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering* 100 (1978), 166–176.
- [79] NISHI, M., MATSUNAGA, S., KUBOTA, T., AND SENOO, Y. "Surging characteristics of conical and elbow-type draft tubes". In *Proc. of the 12th IAHR Symposium* (Stirling, August 1984), pp. 272–283.

- [80] NISHI, M., OKAMOTO, M., AND WANG, X. "Evaluation of pressure fluctuations caused by cavitated spiral vortex core in the swirling flow of elbow draft tube". In *Proc. 6th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Lausanne, September 1993).
- [81] OHASHI, H., Ed. *Vibration and oscillation of hydraulic machinery*. Hydraulic Machinery Book Series. Avebury Technical, Aldershot, 1991.
- [82] OLSEN, H. D. System responsive to the energy flow of sound waves. US Patent 1, 9892-644.
- [83] OUAKED, R. *Etude des phénomènes propagatifs en conduite dans un circuit hydraulique : intensimétrie acoustique*. PhD thesis, Université des Sciences et Techniques de Lille, Lille, 1989.
- [84] PAIN, H. J. *The Physics of Vibrations and Waves*, fourth ed. Wiley, 1993.
- [85] PEJOVIĆ, S., GAJIĆ, A., AND OBRADOVIĆ, D. "The effects of air supply to the draft tube upon hydraulic oscillations in a hydropower plant". In *Proc. of the 12th IAHR Symposium* (Stirling, August 1984), pp. 242–253.
- [86] PEJOVIĆ, S., DUNN, A., AND LAI, C. K. "Machine influence on hydraulic vibrations and stability in laboratory and reality". In *Proc. of the 17th IAHR Symposium* (Beijing, September 1994), vol. 3, pp. 1297–1307.
- [87] PHILIBERT, R., AND COUSTON, M. "Francis turbines at part load : Matrix simulating the gaseous rope". In *Proc. of the 19th IAHR Symposium* (Singapore, 9-11 September 1998), vol. 1, pp. 441–453.
- [88] PÉREZ, J.-P. *Mécanique, points matériels, solides, fluides*, 4 ed. Masson, Paris, 1995.
- [89] PRÉNAT, J.-E. "Régimes transitoires dans les installations hydrauliques". Notes de Cours, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, juin 1992.
- [90] RAABE, J. Great names and the development of hydraulic machinery. In *Hydraulics and hydraulic research, a historical overview* (Rotterdam, 1987), G. Garbrecht, Ed., A.A. Balkema, pp. 251–266.
- [91] RAO, M. S., AND NAIDU, B. S. K. "Scope of research in air-injection techniques with reference to hydraulic turbine operating requirements". *Indian journal of power and river valley development* (1975).
- [92] RATSARAMODY, J. "Programme de CAO-DAO d'installations hydroélectriques utilisable au stade d'un avant projet". Thèse EES Polytechnique Antsirana, Lausanne, 1992.
- [93] ROCH, A. "Cours d'automatique". Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1980.
- [94] ROSSI, M. *Electroacoustique*, vol. XXI of *Traité d'électricité*. Presses Polytechniques Romandes, Lausanne, 1986.

- [95] ROURE, A. "Le contrôle actif, mais oui ça marche!". In *Applications du contrôle actif à la réduction des bruits et vibrations* (novembre 1995), Publications CETIM.
- [96] SOUTIF, M. *Vibrations, propagation, diffusion*. Dunod Université, 1970.
- [97] SPIEKERMANN, C. E., AND RADCLIFFE, C. J. "Decomposing one-dimensional acoustic pressure response into propagating and standing waves". *Journal of the Acoustical Society of America*, 84(4) (1988), p. 1536–1541.
- [98] SPIEKERMANN, C. E., AND RADCLIFFE, C. J. "Stripping one-dimensional acoustic pressure response into propagating and standing waves". *Journal of the Acoustical Society of America*, 84(4) (1988), p. 1542–1548.
- [99] STEPANOFF, A. J. *Centrifugal and axial flow pumps*, 2 ed. John Wiley, New York, 1957.
- [100] STIRNEMANN, A. "Using the transfer matrix notation to describe the stability of hydraulic systems". In *Proc. 3th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Lille, September 1987).
- [101] STIRNEMANN, A., AND EBERL, J. "Experimental determination of the dynamic transfer matrix for a pump". In *ASME Winter Annual Meeting* (Miami Beach, November 1985), pp. 1–8.
- [102] SVINGEN, B. "Frequency dependent friction and modal solutions of pipe flow by the finite element method". In *Proc. 7th Meeting of the IAHR Working Group on the Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Ljubljana, September 1995).
- [103] SVINGEN, B. *Fluid structure interaction in piping systems*. PhD thesis, The Norwegian University of Science and Technology, Faculty of Mechanical Engineering, Trondheim, Norway, 1996. ISBN 82-7119-981-1.
- [104] SWAFFIELD, J. A., AND BOLDY, A. P. *Pressure surge in pipe and duct systems*. Avebury Technical, Aldershot, 1993.
- [105] SWANSON. "A stability robustness comparison of adaptive feedforward and feedback control algorithms". In *Proceedings of Recent Advances in Active Control of Sound and Vibration* (1991), Technomic and V. P. Institute, Eds., pp. 754–767.
- [106] TACCOEN, L., AJENSTAT, C., CORMAULT, P., DELETTRE, F., FIQUET, A., AND GUIEZE, J. L. *Le secteur électrique européen en 1994*. La Documentation Française, 1994.
- [107] TALHA, A. *Etude hydroacoustique d'une pompe centrifuge et de son circuit immédiat par l'analyse expérimentale des pressions et des vitesses instationnaires*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, décembre 1996.
- [108] TARTARIN, J. "Le contrôle actif en écoulement non stationnaire". In *Applications du contrôle actif à la réduction des bruits et vibrations* (novembre 1995), Publications CETIM.

- [109] THICKE, R. H. "Methods of controlling turbine draft tube vibrations and stability". Canadian electrical association, hydraulic power section, 1980.
- [110] TICHY, J. "Acoustic intensity measurement – a review". In *AIAA/NASA 9th Aeroacoustics Conference* (Williamsburg, 15-17 October 1984).
- [111] TIJSSELING, A. S. *Fluid structure interaction in case of waterhammer with cavitation*. PhD thesis, Delft University of Technologie, Faculty of Civil Engineering, Delft, The Netherlands, 1993. Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering, Report no 93-6, ISSN 0169-6548.
- [112] TIJSSELING, A. S. "Fluid-structure interaction in liquid-filled pipe systems : a review". *Journal of Fluids and Structures* 10 (1996), 395–420.
- [113] TRIKHA, A. K. "An efficient method for simulating frequency-dependent friction in transient liquid flow". *Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering* (1975), 392–399.
- [114] TRINDER, M. C. J., AND NELSON, P. A. "Active noise control in finite length ducts". *Journal of Sound and Vibration* 89, 1 (1983), 95–105.
- [115] VAN ZYL, B. G., ANDERSON, F., AND ERASMUS, P. J. "Sound intensity in diffuse sound fields". *Journal of the Acoustical Society of America*, 78 (1985), p. 587–589.
- [116] VARDY, A. E., AND HWANG, K. L. "A characteristics model of transient friction in pipes". *Journal of Hydraulic Research* 29, 5 (1995), 669–684.
- [117] VENNATRØ, R. "Unsteady frictions in pipelines". In *Proc. of the 18th IAHR Symposium* (Valencia, September 1996).
- [118] WELLSTEAD, P., AND ZARROP, M. *Self-tuning systems*. John Wiley, Chichester, England, 1991.
- [119] WESTPHALEN, M. L., AND MAZZOLENI, J. C. "Variable speed turbine operation with high voltage direct current (HVDC) unit connected generators". In *Proc. of the 16th IAHR Symposium* (São Paulo, September 1992), vol. 1, pp. 95–103.
- [120] WIDROW, B., AND STEARNS, S. *Adaptive Signal Processing*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1985.
- [121] WIGGERT, D. "Fluid transients in flexible piping systems". In *Proc. of the 18th IAHR Symposium* (Valencia, September 1996), pp. 58–67.
- [122] WIGGERT, D. C., OTWELL, R. S., AND HATFIELD, F. J. "The effect of elbow restraint on pressure transients". *Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering* 107 (1985), 402–406.
- [123] WYLIE, E. B., AND STREETER, V. L. *Fluid Transients in Fluids*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1993.
- [124] ZIELKE, W. "Frequency-dependent friction in transient pipe flow". *Journal of Basic Engineering* (1968), 109–115.

Table des figures

3.1	Principaux types de turbines hydrauliques et domaines d'application . . .	15
3.2	Turbine Francis	16
3.3	Colline de rendement d'une turbine Francis	18
3.4	Roues de turbines Francis de différentes vitesses spécifiques	18
3.5	Vitesses d'écoulement	20
3.6	Triangles de vitesses à la sortie d'une roue de turbine Francis	20
4.1	Torches de cavitation au sein du diffuseur	23
4.2	Champ de vitesse débitante dans une section du diffuseur	24
4.3	Vue des lignes de courant et du champ de vitesses en sortie du diffuseur à un instant donné	24
4.4	Champ de pression tournant et champ de pression synchrone	25
4.5	Interaction du champ de vitesse tournant avec le diffuseur	26
5.1	Systèmes d'injection d'air	28
5.2	Diffuseurs coudés avec faux arbres	29
5.3	Extension de l'ogive de roue	29
5.4	Fluctuations de pression, avec et sans guideaux	29
5.5	Spectre de pression avant et après modification de la lumière de sortie de roue	30
5.6	Exemple d'alternateur synchrone à vitesse variable	31
5.7	Schéma du résonateur et sa matrice de transfert	31
5.8	Spectre de pression acoustique à la sortie de la conduite forcée	32
5.9	Caractéristique dynamique d'un résonateur Helmholtz	33
5.10	Spectre de pression acoustique avec et sans résonateur	33
5.11	Réduction du bruit d'une pompe par paliers magnétiques adaptatifs . . .	34
7.1	Quantité de mouvement	44
7.2	Continuité	46
7.3	Célérité d'une onde	48
8.1	Transmission et réflexion d'ondes	57
8.2	Rapport d'onde stationnaire	59
9.1	Conduite avec extrémités ouvertes	62

9.2	Conduite avec fond rigide	62
9.3	Modèle physique d'une conduite	63
9.4	Composant élémentaire	63
9.5	Jonction	64
9.6	Accumulateur simple	65
9.7	Accumulateur à air	65
9.8	Système mécanique, son schéma inverse et son schéma direct	68
9.9	Théorème de Thévenin	69
9.10	Théorème de Norton	69
10.1	Détermination des composants d'une installation hydraulique	72
10.2	Le diffuseur modélisé comme oscillateur élémentaire	74
10.3	Représentation d'une source acoustique par un générateur équivalent	75
10.4	Représentation (schéma bloc) d'une source acoustique	76
10.5	Représentation analogique d'une excitation naturelle	76
10.6	Modèle simple d'une installation hydraulique	80
10.7	Détermination des composants d'une installation hydraulique	81
10.8	Pression acoustique à la sortie de la roue relatif à la pression d'excitation	83
11.1	Schéma fonctionnel d'une installation hydraulique	86
11.2	Schéma fonctionnel équivalent d'une installation hydraulique	87
12.1	Piston en paroi d'une conduite	97
12.2	Injection d'un débit d'eau modulé	97
12.3	Modèle simple d'une installation hydraulique avec injection d'air	98
12.4	Schéma de l'actionneur hydraulique	100
12.5	Obturbateur de la vanne rotative	100
13.1	Phaseurs associés à l'excitation naturelle et à la contre-excitation	104
13.2	Battelements générés par deux sources hydroacoustiques	104
13.3	Schéma fonctionnel de la stratégie de commande	105
13.4	Montage expérimental sur la boucle PF4 du <i>LMH</i>	109
14.1	Estimation de la fréquence d'un signal périodique	112
14.2	Principe de fonctionnement d'un buffer circulaire	113
14.3	Fonction de transfert du filtre RIF utilisé	114
14.4	Détection des passages par zéro et mesure de la fréquence	115
14.5	Détection du déphasage entre deux trains d'impulsions	118
14.6	Amplitude de la pression acoustique en fonction du déphasage relatif entre excitation naturelle et contre-excitation.	120
14.7	Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du déphasage relatif entre l'excitation naturelle et la contre-excitation	121
14.8	Trace temporelle de la pression acoustique	122

14.9	Spectres d'amplitude de la pression acoustique dans la conduite pour un déphasage relatif optimal	123
15.1	Fonction de performance pour un système à un seul paramètre.	126
15.2	Algorithme simple d'ascension de colline à pas fixe	126
15.3	Schéma bloc d'un régulateur optimisant	128
15.4	Schéma bloc d'un régulateur optimisant avec signal de perturbation	130
15.5	Schéma fonctionnel de la stratégie de commande	132
15.6	Evolution temporelle de la phase optimale estimée	133
15.7	Evolution de l'amplitude de la pression acoustique à la fréquence fondamentale	133
15.8	Evolution de la phase optimale estimée pour trois valeurs de Δt_{pert}	135
15.9	Evolution de la phase optimale estimée pour des valeurs différentes de ϕ_{pert}	137
15.10	Evolution de la phase relative appliquée $\phi(k)$	138
15.11	Evolution de l'amplitude (fondamentale) de la pression acoustique pour cinq valeurs de ϕ_{pert}	139
15.12	Fonction de performance mesurée	141
15.13	Evolution de l'amplitude (fondamentale) pour deux valeurs de ϕ_{pert}	142
16.1	Schéma de la plate-forme 3	144
16.2	Montage d'essai sur la plate-forme 3	145
16.3	Montages d'essai	147
16.4	Spectres d'amplitude de la pression acoustique sans et avec contrôle actif (config. : A,B,C)	150
16.5	Spectres d'amplitude de la pression acoustique sans et avec contrôle actif (config. : D,E,G)	151
16.6	Spectres d'amplitude de la pression acoustique sans et avec contrôle actif (config. : F,G)	152
16.7	Spectres de la pression acoustique à l'entrée de bache : config. 1	154
16.8	Spectres de la pression acoustique à l'entrée de bache : config. 2	155
16.9	Spectres de la pression acoustique à l'entrée de bache : config. 3	156
16.10	Lignes d'énergie pour une contre-excitation par injection et par soutirage	159
16.11	Caractéristique de la pompe de service et de la turbine du stand d'essais	162
16.12	Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du déphasage relatif entre l'excitation naturelle et la contre-excitation	164
16.13	Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du déphasage relatif entre l'excitation naturelle et la contre-excitation	165
16.14	Caractéristique de la vanne de réglage	166
16.15	Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du déphasage relatif entre l'excitation naturelle et la contre-excitation	167
16.16	Amplitude de la pression acoustique dans la conduite en fonction du débit d'excitation	169
16.17	Fonction de performance mesurée	170

16.18	Fonction de performance en fonction du débit d'excitation et du déphasage relatif	171
18.1	Conduite avec condition aux limites réfléchissante	184
18.2	$p(x)$ pour quelques fréquences d'excitation	185
18.3	$p(x)$ à différents instants dans une période	186
18.4	Conduite avec condition aux limites mixte	187
18.5	Amplitude de la pression source en fonction de la fréquence, pour différents coefficients de réflexion	189
19.1	La méthode des deux charges	194
19.2	Conduite avec une condition aux limites mixte	196
19.3	Impédances calculées pour le cas académique	197
19.4	Amplitude de la source acoustique calculée pour le cas académique	198
19.5	Schéma de la plate-forme 4	202
19.6	Schéma du dispositif expérimental	203
19.7	Schéma du système d'excitation	204
19.8	Pression équivalente	206
19.9	Impédance équivalente	206
19.10	Impédance de charge pour la configuration 3	207
19.11	Comparaison de l'impédance de charge mesurée et théorique (modèle simple)	210
19.12	Comparaison de l'impédance de charge mesurée et théorique	211
19.13	Comparaison de l'impédance de charge mesurée et théorique au niveau du capteur 2	212
19.14	Prédiction des caractéristiques acoustiques (configuration C1)	213
19.15	Prédiction des caractéristiques acoustiques (configuration D1)	213
19.16	Prédiction des caractéristiques acoustiques (configuration C2)	214
19.17	Prédiction des caractéristiques acoustiques (configuration D2)	214
19.18	Pression source mesurée pour trois configurations différentes	215
19.19	Comparaison de la méthode intensimétrique avec l'identification d'une source de pression	216
20.1	Système d'excitation externe	218
20.2	Implantation du système de contrôle actif en cas d'accès uniquement au cône	219
20.3	Identification de la source d'excitation	221
20.4	Impédance de l'accumulateur	223
A.1	Schéma de principe d'un algorithme "feedforward"	234
A.2	Schéma de principe d'un algorithme "feedback"	234
A.3	Schéma de principe d'un contrôleur	235
A.4	Un haut-parleur idéalisé comme une source monopôle	237

A.5	Distribution de pression et de vitesse des particules pour une source monopôle	237
A.6	Le système de coordonnées utilisé pour une source monopôle	238
A.7	Description dans le domaine temporel de l'action d'une source secondaire afin d'annuler parfaitement les fluctuations de pression	238
A.8	Comparaison des modules de la pression acoustique, si une seule source monopôle est utilisée pour annuler le bruit d'une source primaire	239
A.9	La méthode des images	240
A.10	Réduction du bruit provenant d'une source primaire réfléchissante	242
A.11	Une source monopôle dans une conduite à paroi solide ayant deux terminaisons rigides	243
A.12	Schéma de principe du contrôle actif dans un conduit	243
A.13	Spectre de bruit avant et après contrôle	244
A.14	Principe de l'actionneur "volet oscillant"	245
A.15	Spectres de pression acoustique dans un conduit aérolique	245

Liste des tableaux

1.1	Potentiel de production d'énergie d'origine hydroélectrique	4
4.1	Classification des phénomènes vibratoires	22
10.1	Paramètres relatifs aux différentes configurations calculées	82
14.1	Précision du détecteur de fréquence	117
16.1	Caractéristiques principales du modèle réduit de turbine Francis	144
16.2	Conditions d'essai	147
16.3	Points de fonctionnement de la turbine	148
16.4	Bilans énergétiques	158
16.5	Pressions mesurées à différents endroits le long de l'excitatrice	160
16.6	Influence sur le rendement de la turbine de l'excitation générée par une pompe d'injection	161
16.7	Influence sur le rendement de la turbine de l'excitation générée en utili- sant l'énergie hydraulique massique	162
16.8	Pertes de charge moyenne de la vanne rotative	163
19.1	Paramètres de la partie fixe	195
19.2	Configurations du circuit de charge	195
19.3	Configurations d'essai	203

Curriculum vitæ

Gino BLOMMAERT
de nationalité belge
Né le 17 février 1970

Informations personnelles

Etat civil : Célibataire
Adresse : 5bis, Avenue Dapples
1006 Lausanne
Téléphone privé : (+41) 21 617 78 32
Adresse électronique : gino.blommaert@bluewin.ch

Formation

1988-1993 Diplôme d'ingénieur civil électro-mécanicien obtenu à l'Université Catholique de Louvain (K.U.Leuven, Belgique).

Expérience professionnelle

1994-2000 Assistant doctorant dans le groupe de recherche CODY (Comportements dynamiques des machines et des installations) au Laboratoire de Machines Hydrauliques (LMH) de l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides (IMHEF) de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL).

Langues

Néerlandais : Langue maternelle
Français : Parlé et écrit
Anglais : Parlé et écrit
Allemand : Lu (moyen)

L'histoire du développement de la physique nous montre qu'une théorie serait bien présomptueuse en se flattant d'être définitive; nous ne voyons guère les théories s'élever que pour crouler.

Mais, en s'écroulant, une théorie qui a été construite avec le désir sincère de parvenir au vrai ne disparaît jamais complètement; parmi ses débris se trouvent toujours des matériaux propres à entrer dans la composition de quelque autre système plus parfait et plus durable...

Pierre Duhem (chimiste et physicien)
La Mécanique chimique, 1893

